

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Fibres microstructurées effilées

SIMON LAFLAMME

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.Sc.A.)  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
FÉVRIER 2007



Library and  
Archives Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Published Heritage  
Branch

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file    Votre référence*

*ISBN: 978-0-494-29240-2*

*Our file    Notre référence*

*ISBN: 978-0-494-29240-2*

#### NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

#### AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

  
**Canada**

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

Fibres microstructurées effilées

présenté par: LAFLAMME Simon,

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., président

M. DAXHELET Xavier, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. BURES Jacques, D.Sc., membre et codirecteur de recherche

M. MACIEJKO Romain, Ph.D., membre

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon codirecteur Jacques BURES pour m'avoir fait confiance en m'acceptant comme étudiant à la maîtrise et aussi pour avoir suscité chez moi une passion pour l'optique et la physique grâce à ses excellents cours, enseignés au baccalauréat et à la maîtrise. Je veux aussi remercier mon directeur Xavier DAXHELET pour ses conseils et explications qui m'ont permis de maîtriser de façon plus approfondie certaines notions de la théorie des fibres optiques. Celles-ci ont été absolument nécessaires lors de la réalisation des travaux de recherche contenus dans ce mémoire.

De plus, je voudrais remercier sincèrement Suzanne LACROIX pour sa contribution essentielle dans la rédaction de l'article d'Optics Express.

Je suis aussi très reconnaissant envers mes collègues Alexandre DUPUIS et Bryan BURGOYNE pour toute l'aide qu'ils m'ont accordée, entre autres lors de mon apprentissage de Latex et Matlab.

Finalement, je tiens à remercier particulièrement mes parents et mon épouse Qian LI pour leur soutien moral et leur compréhension lors du long périple que fut ce projet de recherche.

# Résumé

Dans ce mémoire, nous étudions la transmission d'une fibre à cristal photonique (FCP) effilée. Y est développé un modèle théorique, basé sur une approximation de la FCP par une fibre à gaine intermédiaire abaissée (GIA). De plus, nous détaillons les valeurs des paramètres modaux d'une FCP, très semblable à celle que nous avons utilisée en laboratoire, calculés numériquement en utilisant la méthode des différences finies. Ces paramètres modaux sont utilisés pour les calculs de transmission, faits avec la méthode des équations couplées, dont nous montrons ensuite les résultats. Un chapitre du mémoire est consacrée aux mesures de transmission faites sur des FCP effilées fabriquées en laboratoire.

Nous démontrons que notre modèle théorique parvient à expliquer de façon satisfaisante le comportement général de la transmission lors de l'étirage des FCP. En effet, il nous permet de comprendre l'origine des oscillations initiales de la transmission expérimentale, sa chute abrupte ainsi que son retour ultérieur à des valeurs plus élevées. Cependant, quantitativement, il existe des divergences entre nos résultats théoriques et expérimentaux, surtout en ce qui a trait à l'amplitude des oscillations de la transmission et à l'allure des profils longitudinaux des FCP effilées. Nous montrons que ces divergences proviennent surtout de limitations de nos méthodes de calculs et des logiciels utilisés.

# Abstract

In this master thesis, we study the transmission of a tapered photonic crystal fiber (PCF). Herein is developped a theoretical model, based on the approximation of the PCF by a depressed inner cladding (DIC) fiber. We show the modal parameters of a PCF, very similar to the one that we used for our experiments, calculated numerically using a finite difference method. Next are presented the results of transmission calculations made with the coupled equations formalism and using the PCF modal parameters. A chapter of the thesis details all the experimental results related to the tapered PCF made in our laboratory.

We show that our theoritical model can satisfactorily explain the overall behavior of the transmission during the PCF stretching process. Indeed, it allows us to understand the origin of the initial oscillations of the experimental transmission, its abrupt fall and its subsequent return to higher values. However, quantitatively, some discrepancies between our theoritical and experimental results exist, notably concerning the amplitude of the oscillations and the longitudinal profiles of the tapered PCF. We show that those discrepancies comes from limitations of our calculation techniques and of the softwares used.

# Table des matières

<b>Remerciements</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>Résumé</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>Abstract</b> . . . . .	<b>vi</b>
<b>Table des matières</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>Liste des figures</b> . . . . .	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b> . . . . .	<b>xiii</b>
<b>Liste des annexes</b> . . . . .	<b>xiv</b>
<b>Liste des sigles et abréviations</b> . . . . .	<b>xv</b>
<b>Introduction</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Théorie générale</b> . . . . .	<b>6</b>
1.1 Représentation de la fibre à cristal photonique . . . . .	6
1.2 Approximation de la fibre à Gaine Intermédiaire Abaissée (GIA) . . . .	7
1.3 Couplage modal . . . . .	9
1.4 Équations couplées . . . . .	11

<b>Chapitre 2 Résultats expérimentaux . . . . .</b>	<b>13</b>
2.1 Le montage expérimental . . . . .	13
2.2 Techniques d'étirage . . . . .	17
2.3 Épissures . . . . .	19
2.4 Résultats . . . . .	21
<b>Chapitre 3 Interprétation théorique des résultats expérimentaux .</b>	<b>25</b>
3.1 Décomposition de la fibre GIA en sous-structures . . . . .	25
3.2 Calcul des paramètres modaux de la fibre GIA et de ses sous-structures	26
3.3 Pseudo-croisements et transfert de puissance . . . . .	33
3.4 Calcul des paramètres modaux de la FCP . . . . .	36
3.5 Calcul de la transmission . . . . .	41
3.5.1 Choix des modes . . . . .	41
3.5.2 Écriture des équations couplées . . . . .	45
3.5.3 Ajustement des paramètres modaux en fonction de $\lambda$ . . . . .	46
3.5.4 Algorithme du programme utilisé . . . . .	48
3.5.5 Résultats des calculs . . . . .	50
3.6 Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux . . . . .	53
<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>59</b>
<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>62</b>
<b>Annexes . . . . .</b>	<b>64</b>



# Liste des figures

Figure 1.1	(a) FCP utilisée pour fabriquer nos fibres effilées; (b) Gros plan de son réseau de trous. . . . .	6
Figure 1.2	Représentation de la FCP utilisée pour nos calculs . . . . .	7
Figure 1.3	Zones définissant les différentes couches de la fibre GIA qui approxime notre FCP. . . . .	8
Figure 2.1	a) Schéma général du montage expérimental; (b) Illustration détaillée du dispositif servant au chauffage et à l'étirage de la FCP. . . . .	13
Figure 2.2	Section transversale au waist d'une FCP effilée dans le cas où il y a eu effondrement des trous (a) et dans le cas où cet effondrement n'a pas eu lieu (b). Les photos ont été prises avec un microscope électronique à balayage. Les dimensions du diamètre de la fibre sont dans les deux cas à peu près les mêmes. . . . .	17
Figure 2.3	Extrémités d'une FCP et d'une SMF-28 <sup>TM</sup> avant (a) et après (b) leur fusion. . . . .	19
Figure 2.4	(a) Transmission d'une fibre effilée fabriquée avec la FCP présentée dans la Fig.1.1(a) en fonction de l'élongation à 1550 nm; (b) Transmission en fonction de $\lambda$ après avoir terminé la procédure d'étirage de cette même fibre effilée; (c) Profil longitudinal et (d) la section transversale au waist de la fibre effilée en (b). . . . .	22

Figure 2.5	(a) Transmission en fonction de la longueur d'onde d'une fibre effilée dont les trous se sont effondrés; (b) Section transversale au waist de cette même fibre effilée. . . . .	24
Figure 3.1	Profil d'indice de la fibre GIA approximant notre FCP. . . . .	26
Figure 3.2	Décomposition du profil d'indice de la fibre GIA en deux sous-structures incluant le coeur (a) et la gaine (b) de la fibre GIA. . . . .	26
Figure 3.3	(a) $n_{\text{eff}}$ en fonction d'ITR pour certains modes guidés uniquement dans le coeur ou la gaine de la fibre GIA; (b) $n_{\text{eff}}$ en fonction d'ITR pour certains modes guidés dans la structure complète de la fibre GIA. . . . .	27
Figure 3.4	Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes $\text{LP}_{07}$ (a), $\text{LP}_{08}$ (b) et $\text{LP}_{09}$ (c), en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre qui a un profil d'indice tel que celui dans la Fig.3.1 à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et $\text{ITR} = 0,5$ . . . . .	29
Figure 3.5	Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes $\text{LP}_{07}$ (a) et $\text{LP}_{08}$ (b), en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre ayant un profil d'indice tel que celui sur la Fig.3.1 à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et $\text{ITR} = 0,38$ . . . . .	30
Figure 3.6	Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes $\text{LP}_{07}$ (a) et $\text{LP}_{08}$ (b), en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre ayant un profil d'indice tel que celui sur la Fig.3.1 à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et $\text{ITR} = 0,3769875$ . . . . .	31
Figure 3.7	$n_{\text{eff}}$ en fonction d'ITR au voisinage d' $\text{ITR} = 0,3769875$ pour $\text{LP}_{07}$ et $\text{LP}_{08}$ guidés par le profil d'indice présenté sur la Fig.3.1 à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ . . . . .	32
Figure 3.8	Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes $\text{LP}_{07}$ (a) et $\text{LP}_{08}$ (b) en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre ayant un profil d'indice tel que celui sur la Fig.3.1 à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et $\text{ITR} = 0,37$ . . . . .	33

Figure 3.9 Critère d'adiabaticité en fonction d'ITR calculé à partir du profil d'indice de la Fig.3.1 à $\lambda = 1550$ nm pour les paires de modes $LP_{04}-LP_{05}$ , $LP_{05}-LP_{06}$ , $LP_{06}-LP_{07}$ et $LP_{07}-LP_{08}$ (a), $LP_{08}-LP_{09}$ (b) et $LP_{09}-LP_{010}$ (c). . . . .	34
Figure 3.10 Indices effectifs en fonction d'ITR pour certains modes guidés dans la FCP présentée dans la Fig.1.2. Les calculs ont été faits en utilisant la méthode des différences finies à $\lambda = 1550$ nm. . . . .	37
Figure 3.11 Critère d'adiabaticité en fonction d'ITR pour certains modes guidés dans la FCP présentée dans la Fig.1.2. Les calculs ont été faits en utilisant la méthode des différences finies à $\lambda = 1550$ nm. . . . .	38
Figure 3.12 Distribution du champ des modes guidés dans un plan de section droite de la FCP présentée dans la Fig.1.2 à leur plus petite valeur de $n_{\text{eff}}$ visible dans la Fig.3.10. Les calculs ont été faits en utilisant la méthode des différences finies à $\lambda = 1550$ nm. . . . .	39
Figure 3.13 Distribution du champ des modes D (colonne de gauche) et E (colonne de droite) confinés dans une plan de section droite de la FCP présentée dans la Fig.1.2 à $\lambda = 1550$ nm. (a) ITR = 0,137, (b) ITR=0,1362 et (c) ITR = 0,134. . . . .	40
Figure 3.14 Indices effectifs en fonction d'ITR pour les modes G, H, I, J et K (a) avant et (b) après le remplacement des courbes des modes H, I et J par celle du mode "L"; (c) Courbes de critères d'adiabaticité pour les modes A, B, C, D, E, F, G, "L" et K. Ces calculs ont été faits à $\lambda = 1550$ nm. . . . .	44
Figure 3.15 Indices effectifs (a) et critère d'adiabaticité (b) en fonction d'ITR pour les modes K, "L", G, F, E et D à $\lambda = 1350$ nm. . . . .	47
Figure 3.16 (a) Transmission en fonction de la longueur d'onde des modes K, "L", G, F, E and D pour la fibre effilée dont le profil longitudinal est présenté en (b). Les calculs ont été faits à l'aide du formalisme des équations couplées. . . . .	51

Figure 3.17 Comparaison entre les transmissions (a) et les profils longitudinaux (b) obtenus par simulation et expérimentalement. . . . .	53
Figure 3.18 (a) Réseau de trous de la FCP utilisée en laboratoire; (b) Valeur de l'indice de réfraction au carré du profil d'indice de la FCP utilisé pour calculer les paramètres modaux. . . . .	55

# Liste des tableaux

Tableau 2.1	Paramètres de fusion . . . . .	21
-------------	--------------------------------	----

## Liste des annexes

<b>Annexe A Publication . . . . .</b>	<b>65</b>
---------------------------------------	-----------

# Liste des sigles et abréviations

$A_\alpha$  = amplitude normalisée d'un mode  $[-]$

$C$  = coefficient de couplage entre deux modes  $[\mu\text{m}^{-1}]$

$\bar{C}$  = coefficient de couplage normalisé entre deux modes  $[-]$

$d$  = diamètre des trous du réseau  $[\mu\text{m}]$

$i = \sqrt{-1}$

$k$  = nombre d'onde  $[\text{nm}^{-1}]$

$n_{\text{sil}}$  = indice de réfraction de la silice  $[-]$

$n_c$  = indice de réfraction du coeur de la fibre  $[-]$

$n_g$  = indice de réfraction de la gaine de la fibre  $[-]$

$n_{\text{moy}}$  = indice de la deuxième couche de la fibre GIA  $[-]$

$n_{\text{eff}}$  = indice effectif d'un mode  $[-]$

$n$  = indice de réfraction  $[-]$

$R$  = position le long du rayon de la fibre  $[\mu\text{m}]$

$R_1$  = valeur du rayon externe de la première couche de la fibre GIA  $[\mu\text{m}]$

$R_1$  = valeur du rayon externe de la deuxième couche de la fibre GIA  $[\mu\text{m}]$

$R_3$  = valeur du rayon externe de la troisième couche de la fibre GIA  $[\mu\text{m}]$

$r$  = rayon des trous du réseau  $[\mu\text{m}]$

$r_g$  = rayon des plus grands trous du réseau  $[\mu\text{m}]$

$U$  = paramètre modal normalisé dans le coeur  $[-]$

$V$  = fréquence normalisée  $[-]$

$V_c$  = fréquence normalisée du coeur de la fibre  $[-]$

$z$  = position le long de l'axe longitudinal de la fibre effilée [ $\mu\text{m}$ ]

Symboles grecs

$\beta$  = constante de propagation longitudinale [ $\text{nm}^{-1}$ ]

$\lambda_c$  = longueur d'onde de chute de puissance du mode de coeur fondamental [ $\text{nm}$ ]

$\Lambda$  = pas du réseau (distance entre le centre de deux trous) [ $\mu\text{m}$ ]

$\lambda$  = longueur d'onde [ $\text{nm}$ ]

$\hat{\phi}$  = champ normalisé [ $\mu\text{m}^{-1}$ ]

$\rho$  = rayon actuel de la fibre [ $\mu\text{m}$ ]

$\rho_c$  = rayon du coeur de la fibre [ $\mu\text{m}$ ]

$\rho_0$  = rayon initial de la fibre avant étirage [ $\mu\text{m}$ ]

Acronymes

FCP = Fibre à Cristal Photonique

GIA = Gaine Intermédiaire Abaissée

ITR = Inverse du Taux de Réduction

$\text{LP}_{\ell m}$  = mode Linéairement Polarisé d'indices  $\ell$ ,  $m$

MCF = Mode de Coeur Fondamental



# Introduction

Les premières études concernant le potentiel des fibres optiques microstructurées ont été réalisées il y a plus de trente ans [Kaiser & Astle 1974]. Cependant, le premier développement majeur dans le domaine a eu lieu en 1996 avec la fabrication de la Fibre à Cristal Photonique (FCP) [Knight, Birks, Russel & Atkin 1996]. Sur les Fig.1.1(a) et (b), on peut voir des photos du plan transverse d'une fibre optique microstructurée de ce type qui a été utilisée pour réaliser nos études en laboratoire. On a démontré que la FCP possède plusieurs propriétés très particulières. Par exemple, si certaines conditions concernant la géométrie et la disposition des trous du réseau sont respectées, elle reste monomode peu importe la longueur d'onde utilisée [Birks, Knight & Russell 1997]. Cette propriété est tout à fait étonnante puisque dans le cas des fibres standard à sauts d'indice possédant deux couches, on finit toujours par pouvoir y guider plusieurs modes lorsqu'on diminue suffisamment la longueur d'onde.

Par la suite, une grande variété de fibres optiques microstructurées ayant des trous de dispositions, de formes et de tailles différentes ont été conçues et fabriquées. Dans la plupart des cas, ces fibres étaient entièrement constituées de silice mais elles pouvaient être classées en deux catégories selon la technique utilisée pour guider la lumière dans leur coeur.

Durant l'année précédant la découverte de la FCP, on avait démontré théoriquement qu'il était possible de choisir une configuration de trous pouvant réfléchir fortement la lumière située dans le coeur d'une fibre optique microstructurée pour une certaine bande de fréquences [Birks, Roberts, Russell, Atkin *et al.* 1995]. Éventuellement,

certains ont utilisé cette méthode de confinement pour fabriquer les fibres microstructurées à bande interdite photonique (photonic bandgap microstructured optical fibers) [Cregan, Mangan, Knight, Birks *et al.* 1999]. Le coeur de ces fibres est constitué d'un trou en leur centre ayant des dimensions pouvant être différentes de celles des autres trous du réseau.

La deuxième catégorie de fibre utilise une autre façon, plus conventionnelle, pour confiner la lumière dans le coeur. Dans ce cas, celui-ci est constitué de silice car il est formé par l'omission d'un trou au centre du réseau. L'indice du matériau dans les trous du réseau étant inférieur à celui de la silice, ces derniers diminuent l'indice moyen du milieu qui entoure le coeur de cette fibre optique microstructurée. Par conséquent, la lumière peut y être confinée par réflexion totale interne de la même façon que dans le cas des fibres multicouches à sauts d'indice. Les FCP effilées qui sont le sujet de ce mémoire utilisent cette technique de guidage.

Plusieurs propriétés des fibres optiques microstructurées ont été étudiées. Par exemple, en modifiant la géométrie des trous du réseau, on a constaté que la dispersion totale de ces fibres était ajustable [Knight, Arriaga, Birks, Ortigosa-Blanch *et al.* 2000]. Ceci les rend très utiles pour des applications d'optique non-linéaire comme la génération de solitons [Liu, Xu, Knox, Chandalia *et al.* 2001].

Éventuellement, plusieurs chercheurs ont tenté de créer, à partir des nouvelles fibres optiques microstructurées, des composants semblables à ceux qui avaient été fabriqués avec les fibres multicouches à sauts d'indice [Eggleton, Kerbage, Westbrook, Windeler *et al.* 2001]. Ainsi, on a écrit des réseaux à courts et à longs pas dans les fibres optiques microstructurées afin d'exciter certains modes particuliers [Eggleton, Westbrook, White, Kerbage *et al.* 2000]. De plus, on a essayé d'effiler ces fibres dans le but d'ajuster précisément certaines de leurs caractéristiques comme le diamètre du champ de leur mode fondamental [Town & Lizier 2001, Chandalia, Eggleton, Windeler, Kosinski *et al.* 2001]. Cependant, certains ont éventuellement constaté que la puissance confinée dans le mode de coeur fondamental (MCF) d'une FCP effilée

fuyait vers la gaine [Nguyen, Kuhlmei, Mägi, Steel *et al.* 2005]. Ce phénomène se produisait même pour des profils longitudinaux qui auraient été adiabatiques dans le cas d'une fibre effilée à sauts d'indice à deux couches.

Récemment, les mêmes chercheurs qui ont fait cette découverte ont tenté d'expliquer le phénomène en soutenant que les fuites provenaient du transfert de la puissance du MCF vers un continuum de modes de radiation situé à l'extérieur du coeur de la FCP [Kuhlmei, Nguyen, Steel & Eggleton 2006]. Ce transfert est lui-même expliqué par la coupure du MCF. Elle survient aux alentours d'une longueur d'onde  $\lambda_c$  lorsque la partie réelle de l'indice effectif du MCF diminue suffisamment pour devenir égale à  $n_{\text{fsm}}$ , l'indice effectif du mode fondamental se propageant dans un cristal photonique infini ayant la même géométrie que la région trouée de la FCP. La démonstration de Kuhlmei *et al* est basée sur un modèle utilisant une fibre à trois couches. La troisième couche, qui constitue la gaine de la fibre, commence à l'extérieur de la couche intermédiaire et s'étend jusqu'à l'infini.

Ce modèle est utile. Par exemple, il prévoit avec précision la valeur de la longueur d'onde  $\lambda_c$  à laquelle se produit les fuites pour une FCP effilée ayant une géométrie transversale et longitudinale donnée. Cependant, il comporte aussi certaines lacunes. En effet, il est connu depuis longtemps que l'étendue finie de la gaine de la fibre joue un rôle fondamental lorsqu'on veut comprendre le comportement en transmission des fibres effilées [Love, Henry, Stewart, Black *et al.* 1991]. Donc le modèle de Kuhlmei *et al*, utilisant une fibre dont la gaine a une étendue infinie, n'est pas adéquat pour la description de certains aspects du comportement des FCP effilées.

Au cours du travail dont les résultats sont consignés dans ce mémoire, nous avons fabriqué des FCP effilées à l'aide de la fibre présentée dans la Fig.1.1(a) et avons étudié les échanges de puissance entre les modes dans ces fibres. La fuite de puissance du MCF vers les modes de gaine a été observée. Cependant, pour en comprendre les origines et pour décrire de façon générale le comportement en transmission de nos FCP effilées, nous utilisons notre propre modèle [Laflamme, Lacroix, Bures &

Daxhelet 2007], différent de celui développé par Kuhlmei *et al.* Contrairement à ce dernier, notre modèle tient compte de la nature finie de la gaine de la FCP. Ainsi, il peut donner des explications satisfaisantes concernant de nombreux phénomènes que nous avons observés en laboratoire. Entre autres, il démontre pourquoi il y a un retour partiel de la puissance dans le MCF pour des longueurs d'onde supérieures à  $\lambda_c$ . Aussi, notre modèle met clairement en évidence quels sont les modes impliqués dans les échanges de puissance avec le MCF, ce qui permet de mieux comprendre le mécanisme responsable des fuites.

Ce mémoire compte 3 chapitres. Le premier est consacré aux notions théoriques générales nécessaires pour comprendre le comportement de nos FCP effilées.

Le deuxième chapitre de ce mémoire contient tout ce qui a trait aux expériences réalisées en laboratoire. Nous commençons par y décrire en détail le montage utilisé pour fabriquer nos FCP effilées et nous donnons des explications quant aux choix que nous avons faits lors de son design. Les deux parties suivantes du chapitre sont consacrées aux techniques développées pour faire l'étirage des FCP et celles utilisées pour faire les épissures entre les FCP et les autres fibres optiques du montage. Pour terminer, nous présentons les résultats des mesures de transmission faites avec les FCP effilées que nous avons fabriquées.

Dans le dernier et troisième chapitre, nous donnons une interprétation théorique des résultats expérimentaux détaillés dans le chapitre 2. La FCP est tout d'abord modélisée par une fibre à gaine intermédiaire abaissée (GIA). Y sont présentés les résultats de calculs donnant les valeurs de paramètres caractéristiques de certains modes de cette fibre. Nous examinons également le mécanisme responsable des phénomènes de couplage engendrant la fuite de puissance hors du MCF de la GIA. Ensuite, nous présentons les résultats de calculs numériques donnant les valeurs des mêmes paramètres caractéristiques. Ces calculs ont été faits à l'aide d'un logiciel utilisant la méthode des différences finies, pour une FCP très similaire à celle que nous avons utilisée en laboratoire. Les ressemblances entre ces résultats et ceux obtenus à

l'aide de l'approximation de la fibre GIA sont soulignées. Il est mis en évidence que, dans les deux cas, le mécanisme responsable de la fuite de puissance hors du MCF est le même. Aussi, nous détaillons la méthode utilisée pour calculer la transmission des FCP à l'aide des paramètres caractéristiques des modes. Nous y donnons un aperçu de l'algorithme du programme qui a été utilisé pour faire le calcul et finalement, nous présentons les résultats des calculs de transmission faits à l'aide de ce programme. Pour terminer nous comparons en détails dans ce chapitre les résultats théoriques et expérimentaux. Les raisons que nous croyons être à l'origine des divergences entre ces résultats sont expliquées en soulignant les erreurs inhérentes à l'usage de nos méthodes de calcul et aussi les difficultés liées aux conditions expérimentales.

# Chapitre 1

## Théorie générale

### 1.1 Représentation de la fibre à cristal photonique

Une photo du plan transverse de la fibre à cristal photonique (FCP), qui a été utilisée pour fabriquer nos fibres effilées, est présentée dans la Fig.1.1(a) et un gros plan de son réseau de 168 trous dans la Fig.1.1(b). Le réseau de trous de cette fibre peut être caractérisé par 2 paramètres : le diamètre des trous  $d$  et la longueur  $\Lambda$  du pas entre chacun d'entre eux. Dans notre cas,  $d$  et  $\Lambda$  varient en fonction de la position des trous dans le réseau.

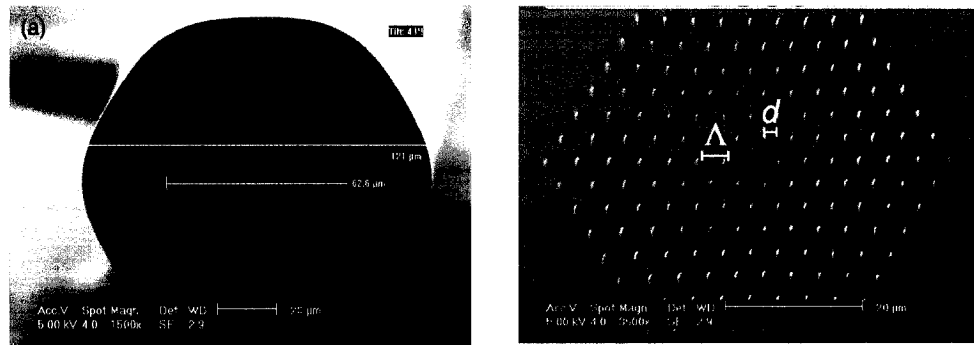


Figure 1.1 : (a) FCP utilisée pour fabriquer nos fibres effilées; (b) Gros plan de son réseau de trous.

Le logiciel utilisé pour analyser le comportement modal de cette fibre ne nous permettait pas de définir individuellement les paramètres  $d$  pour chacun des trous et  $\Lambda$  pour chaque paire de trous du réseau. Il nous permettait plutôt de définir un pas fixe  $\Lambda$  pour tout le réseau et un diamètre de trous  $d$  linéairement variable, en fonction de la distance du centre des trous par rapport au centre de la fibre. Dans nos calculs, nous avons donc choisi de représenter le réseau de trous de la Fig.1.1(b) par un pas  $\Lambda = 4\,\mu\text{m}$  et un diamètre  $d$  variant linéairement de  $1,8\,\mu\text{m}$  à  $2,2\,\mu\text{m}$ . Cette représentation, qu'on peut voir dans la Fig.1.2, n'est pas exacte mais elle constitue cependant la meilleure approximation possible compte tenu des possibilités du logiciel.

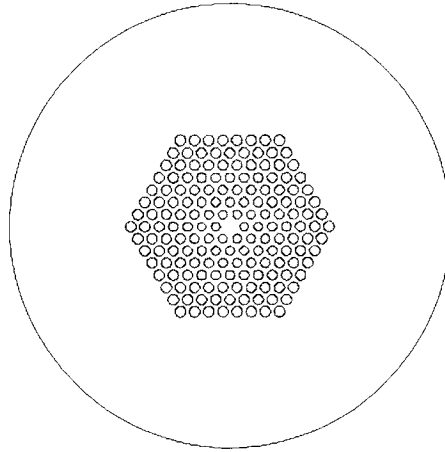


Figure 1.2 : Représentation de la FCP utilisée pour nos calculs

## 1.2 Approximation de la fibre à Gaine Intermédiaire Abaissée (GIA)

En première approximation, il est utile, pour comprendre le comportement modal de notre FCP, de la modéliser par une fibre à Gaine Intermédiaire Abaissée (GIA). Cette dernière est une fibre multi-couche à sauts d'indice possédant une symétrie

circulaire [Kawakami & Nishida 1974]. Chacune des couches de la fibre GIA a un indice constant. Pour faire cette modélisation, il faut d'abord délimiter les couches d'indice constant de notre FCP. Nous avons défini la première couche, qui constituera le coeur de la fibre GIA, comme étant une zone circulaire de rayon  $R_1 = \Lambda/\sqrt{3}$  dont le centre coïncide avec celui de la fibre (voir Fig.1.3).

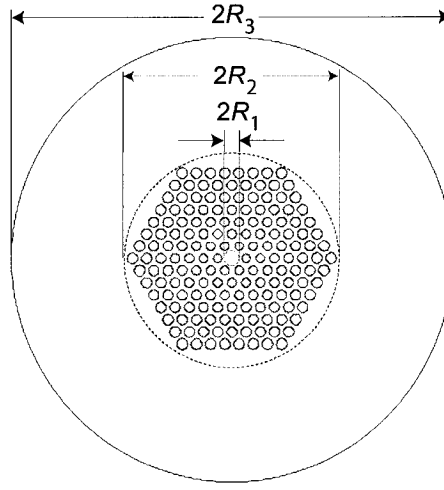


Figure 1.3 : Zones définissant les différentes couches de la fibre GIA qui approxime notre FCP.

Notons que le choix de  $R_1$  est en accord avec les conclusions des recherches portant sur l'étude des fibres microstructurées à l'aide des paramètres traditionnellement utilisés pour les fibres à saut d'indice [Koshiba & Saitoh 2004]. L'indice de réfraction de cette première couche est celui de la silice.

La deuxième couche est délimitée par la périphérie de la première couche et un cercle de rayon  $R_2 = 7\Lambda + r_g$  suffisant pour englober tous les trous du réseau de la FCP. Dans cette formule,  $r_g$  représente le rayon des plus grands trous du réseau. Rappelons que, dans le cadre de notre approximation, ceux-ci se situent en périphérie du réseau.



Pour calculer l'indice de réfraction d'une telle couche, on utilise la formule :

$$n_{\text{moy}} = 1 + \frac{(R_2^2 - R_1^2) - 168r^2}{(R_2^2 - R_1^2)}(n_{\text{sil}} - 1) \quad (1.1)$$

Cette formule définit la valeur de l'indice moyen de la deuxième couche,  $n_{\text{moy}}$ , par une somme des indices de réfraction de l'air et de la silice pondérés par la proportion de la surface de la deuxième couche occupée par chacun des deux milieux. Ici,  $r$  représente le rayon des trous du réseau et  $n_{\text{sil}}$  l'indice de la silice. Si on utilise  $r = 0,9 \mu\text{m}$ , le rayon des plus petits trous de notre réseau, on obtient un indice moyen égal à 1,372. Cependant, si on utilise  $r = 1,1 \mu\text{m}$ , le rayon des plus grands trous du réseau, l'indice moyen devient 1,338. Pour l'indice de cette deuxième couche, nous avons choisi 1,359, une valeur intermédiaire située entre 1,338 et 1,372. La valeur exacte de l'indice qu'il faudrait prendre pour cette couche n'est pas tellement importante puisque de toute façon, le modèle de la fibre GIA sert principalement à nous donner des informations qualitatives sur les phénomènes. Cependant, rappelons que dans la région trouée d'une FCP, la proportion du champ, qui se trouve dans les trous ou dans le verre, varie en fonction de la longueur d'onde [Mangan, Arriaga, Birks & Russell 2001], et ceci affecte la valeur de l'indice moyen effectif. Notre modèle de première approximation ne tient pas compte de cette variation.

La troisième couche, d'indice de réfraction égal à celui de la silice, est délimitée par la limite extérieure de la deuxième couche et la périphérie de la FCP de rayon  $R_3$ . Finalement, la quatrième et dernière couche commence à la limite extérieure de la troisième couche et s'étend jusqu'à l'infini. Son indice de réfraction est égal à 1.

### 1.3 Couplage modal

Pour simuler la transmission de nos FCP effilées, il nous a fallu utiliser la théorie du couplage entre les modes [Love *et al.* 1991]. Celle-ci nous montre que si la pente

normalisée de la fibre effilée  $(1/\rho)/(d\rho/dz)$  est supérieure, en un point de son axe longitudinal, au critère d'adiabaticité pour une paire de modes, il va y avoir transfert de puissance entre ces deux modes. Dans notre cas, nous définissons le critère d'adiabaticité comme :

$$\frac{\beta_1 - \beta_2}{\bar{C}_{12}} \quad \text{où} \quad \bar{C}_{12} = \frac{k^2}{2|\beta_1\beta_2|^{1/2}(\beta_1 - \beta_2)} \int_{A_\infty} \left( \frac{\partial n^2}{\partial x} x + \frac{\partial n^2}{\partial y} y \right) \hat{\phi}_1^* \hat{\phi}_2 dA \quad (1.2)$$

Ici,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont les constantes de propagation longitudinales des modes,  $\hat{\phi}_1$  et  $\hat{\phi}_2$  leurs champs normalisés respectifs.  $\bar{C}_{12}$  est le coefficient de couplage normalisé entre les modes 1 et 2. Les constantes de propagations longitudinales sont égales à l'indice effectif multiplié par le nombre d'onde  $k$ .

Le coefficient de couplage  $C_{12}$  entre les modes 1 et 2 est égal au coefficient de couplage normalisé multiplié par la pente normalisée :

$$C_{12} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \bar{C}_{12}. \quad (1.3)$$

L'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  [Snyder & Love 1983, Bures 2001] d'un mode dépend du ou des milieux dans lesquels il se propage. Pour qu'un mode soit guidé, il doit se trouver dans une structure d'indice élevé entourée d'un milieu d'indice plus bas. Le champ du mode est oscillant dans la structure d'indice élevé et évanescent dans le milieu d'indice plus bas. Lorsque les dimensions de la structure guidante sont réduites lors d'un étirage, le mode s'étale et une proportion de plus en plus grande de son champ se retrouve dans le milieu d'indice plus bas. Par conséquent, son  $n_{\text{eff}}$  diminue avec le rayon de la fibre.

Donc, pour que le transfert de puissance entre deux modes soit possible, il faut que :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} > \frac{\beta_1 - \beta_2}{\bar{C}_{12}} \quad (1.4)$$

Plus l'inégalité (1.4) est grande, plus le transfert de puissance d'un mode à l'autre sera grand.

Notons que le critère d'adiabaticité dépend de l'Inverse du Taux de Réduction (ITR). Ce paramètre, très fréquemment utilisé dans la littérature sur les fibres effilées et communément appelé en anglais "Inverse Taper Ratio", est défini ainsi :

$$\text{ITR} = \rho / \rho_0 \quad (1.5)$$

où  $\rho$  est le rayon actuel de la fibre effilée, à une position donnée le long de son axe longitudinal, et  $\rho_0$  est son rayon initial avant étirage. Le profil d'une fibre effilée est défini par la relation qui existe entre ITR et  $z$ , la position le long de son axe longitudinal. La Fig.3.16(b) présente un exemple d'un profil de ce type.

Le critère d'adiabaticité est aussi dépendant du profil d'indice de la fibre. Cependant, il est indépendant du profil longitudinal de cette dernière. Par conséquent, il est possible, pour un profil d'indice donné, de tabuler le critère d'adiabaticité en fonction d'ITR et des paires de modes possibles. La pente normalisée, quant à elle, dépend de la variation longitudinale du rayon de la fibre effilée.

## 1.4 Équations couplées

Le formalisme des équations couplées [Love *et al.* 1991] nous permet de calculer la répartition de la puissance entre différents modes lorsqu'ils se propagent dans une fibre optique. Pour ce faire, il faut cependant avoir calculé préalablement les indices effectifs et les coefficients de couplage entre les modes ainsi que la pente normalisée de

la fibre. Ces valeurs doivent être connues en tout points le long de l'axe longitudinal de la fibre. Pour deux modes  $\alpha$  et  $\gamma$ , le système d'équations couplées pouvant déterminer la répartition de la puissance locale entre les modes est:

$$\frac{dA_\alpha}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_\alpha A_\alpha + C_{\alpha\gamma} A_\gamma \quad (1.6)$$

$$\frac{dA_\gamma}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_\gamma A_\gamma - C_{\alpha\gamma} A_\alpha \quad (1.7)$$

$$(1.8)$$

où  $A_\alpha$ ,  $A_\gamma$ ,  $(n_{\text{eff}})_\alpha$  et  $(n_{\text{eff}})_\gamma$  représentent respectivement les amplitudes et les indices effectifs des modes  $\alpha$  et  $\gamma$ .  $C_{\alpha\gamma}$  est le coefficient de couplage entre les modes  $\alpha$  et  $\gamma$ .

## Chapitre 2

## Résultats expérimentaux

### 2.1 Le montage expérimental

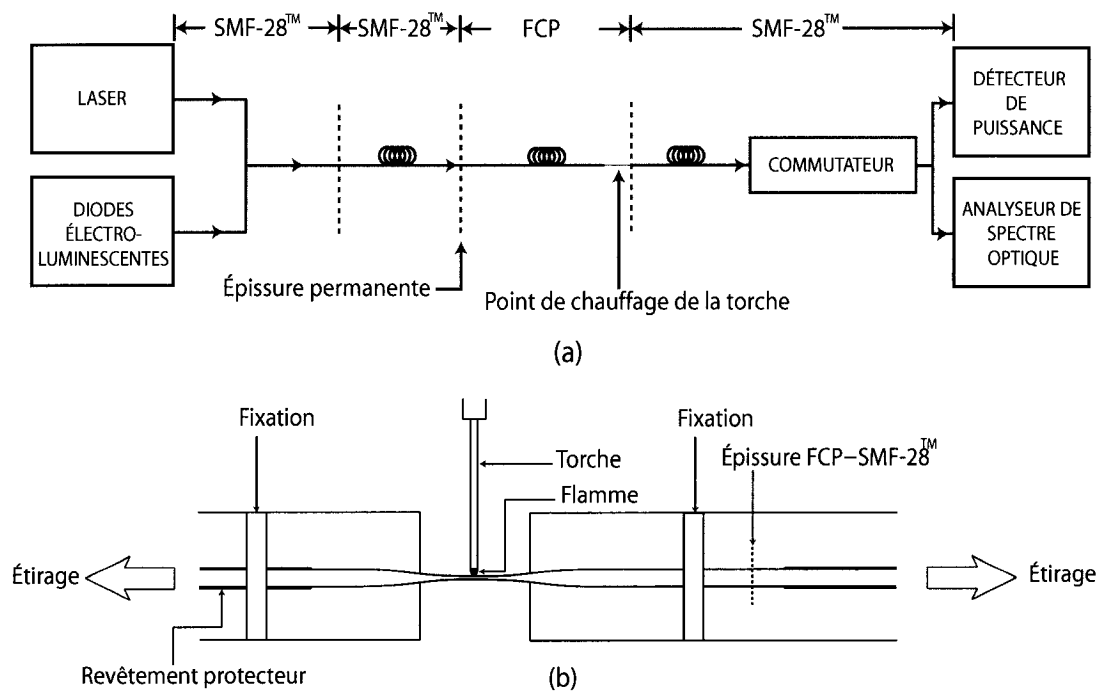


Figure 2.1 : a) Schéma général du montage expérimental; (b) Illustration détaillée du dispositif servant au chauffage et à l'étirage de la FCP.

La Fig.2.1(a) présente un schéma général du montage mis au point pour fabriquer les FCP effilées. Une illustration plus détaillée du dispositif de chauffage et d'étirage est présentée dans la Fig.2.1(b). On voit que ce dispositif est du même type que ceux utilisés pour la fabrication de fibres effilées standards [Birks & Li 1992, Kenny, Birks & Oakley 1991].

Dans notre cas, deux types de fibres optiques ont été utilisées: la FCP et la SMF-28<sup>TM</sup>. Cette dernière est une fibre standard à sauts d'indice qui possède deux couches. Dans les Fig.2.1(a) et (b), les épissures entre les différentes sections de fibre optique sont représentées par des traits pointillés. Toutes ces sections sont recouvertes de leur revêtement protecteur sauf la partie qui est chauffée par la torche et effilée. Deux types de sources lumineuses, situées à une des extrémités du montage, sont utilisées: un laser émettant à  $\lambda = 1550\text{ nm}$  et un ensemble de diodes électroluminescentes émettant sur une large bande. À l'autre extrémité, l'appareil servant à détecter le signal de transmission est un analyseur de spectre optique lorsqu'on utilise les diodes électroluminescentes et un détecteur de puissance lorsque la source est le laser. Un commutateur est présent afin de pouvoir rediriger la puissance vers le bon détecteur. Avant de commencer la procédure d'étirage, il est nécessaire d'effectuer deux références: une pour le système diodes électroluminescentes/analyseur de spectre optique et une autre pour le système laser/détecteur de puissance. Pour ce faire, il faut d'abord connecter directement les diodes électroluminescentes au montage par épissure à l'aide d'une fusionneuse et effectuer la première référence avec l'analyseur de spectre optique. Après avoir déconnecté les diodes électroluminescentes en cassant l'épissure, une nouvelle fusion est faite pour connecter cette fois le laser au montage et effectuer la deuxième référence avec le détecteur de puissance. Ensuite, la procédure d'étirage est démarrée. Seule la puissance en fonction de l'élongation est enregistrée à l'aide du système laser/détecteur de puissance. Finalement, lorsque la procédure d'étirage est terminée, le laser est déconnecté et les diodes électroluminescentes reconnectées au montage par fusion afin de mesurer avec l'analyseur de spectre optique

la puissance transmise en fonction de la longueur d'onde. Notons qu'il aurait été plus simple de brancher le laser et les diodes électroluminescentes sur un autre commutateur afin de pouvoir facilement changer de source mais c'était impossible puisqu'un seul de ces dispositifs était disponible dans le laboratoire.

Lors de la conception du montage, nous avons dû respecter certaines contraintes. Tout d'abord, la FCP utilisée pour ce projet, donnée à notre laboratoire par l'INO (Institut National d'Optique), n'était pas disponible en grande quantité en plus d'être très coûteuse. À chaque essai, nous devons en utiliser le moins possible. Aussi, dans notre cas, il est, pour des raisons techniques, relativement plus difficile de faire une épissure entre une PCF et une fibre SMF-28<sup>TM</sup> qu'une épissure entre deux SMF-28<sup>TM</sup>. Nous avons donc cherché une façon de limiter le nombre d'épissures à faire entre la FCP et la SMF-28<sup>TM</sup> et, si possible, de les remplacer plutôt par des épissures entre deux SMF-28<sup>TM</sup>.

La technique retenue pour satisfaire ces contraintes consiste à faire le chauffage et l'étirage à l'une des extrémités de la section de longueur  $\approx 10\text{m}$  de FCP utilisée sur le montage. Deux sections de fibre SMF-28<sup>TM</sup>, chacune d'entre elle ayant aussi une longueur de  $\approx 10\text{m}$ , sont fusionnées de part et d'autre de cette section de FCP. Après chaque essai infructueux, la partie effilée, d'une longueur de quelques centimètres et située à l'extrémité de la FCP, est enlevée et jetée. Donc, on n'utilise que quelques centimètres de FCP à chacun des essais, mais il faut refaire l'épissure entre la FCP et la SMF-28<sup>TM</sup> branchée sur le commutateur. Par contre, on n'a pas besoin de refaire l'épissure connectant la FCP aux deux sources. En effet, on fait cette épissure une seule fois et on la protège ensuite par un petit dispositif. Après un essai, on refait plutôt une fusion entre la SMF-28<sup>TM</sup>, branchée aux deux sources, et l'autre SMF-28<sup>TM</sup>, connectée à la FCP par l'épissure permanente.

Notons que toutes ces épissures, lorsqu'elles ne sont pas parfaites, peuvent exciter des modes de gaine qui font apparaître des oscillations parasites sur le signal de transmission à la sortie. Nous avons réussi à atténuer cet effet en n'utilisant que

des sections de fibre optique ayant une longueur de  $\approx 10\text{m}$ . Dans le cas d'épissures entre deux SMF-28<sup>TM</sup>, même si les coeurs des deux fibres ne sont pas parfaitement alignés, les modes de gaine générés sont filtrés par la longue section subséquente de SMF-28<sup>TM</sup> recouverte de son revêtement protecteur.

Cette technique fonctionne aussi pour éliminer les modes de gaine qui sont générés aux épissures entre la FCP et la SMF-28<sup>TM</sup>. En effet, le profil du MCF de la FCP et celui du mode fondamental de la SMF-28<sup>TM</sup> sont différents et, à une épissure, il est impossible d'effectuer un transfert complet de puissance entre ces deux modes, même si les deux fibres sont parfaitement alignées. Il s'en suit que, lorsque de la lumière confinée dans le mode fondamental d'une fibre SMF-28<sup>TM</sup> franchit une épissure entre cette dernière et une FCP, une partie de la puissance contenue dans le mode fondamental de la SMF-28<sup>TM</sup> est automatiquement transférée vers les modes de gaine de la FCP. Cependant, la longue section de FCP, recouverte de son revêtement protecteur après l'épissure, permet d'éliminer ces modes. On s'assure ainsi que, rendu au point de chauffage de la torche, la puissance contenue dans ces modes de gaine est négligeable par rapport à celle contenue dans le MCF.

Le fonctionnement général du montage se résume donc comme suit. La puissance générée par les sources est d'abord concentrée dans le mode fondamental de la première SMF-28<sup>TM</sup>. Cette puissance passe à travers les deux premières épissures et est transférée dans le MCF de la FCP. Les modes de gaine générés aux épissures sont éliminés par filtrage grâce au revêtement protecteur. Rendu au point de chauffage de la torche, la presque totalité de la puissance dans la FCP est concentrée dans le MCF. Dans la section effilée, une partie de la puissance contenue dans le MCF fuit vers les modes de gaine. Cependant, la SMF-28<sup>TM</sup> qui suit la FCP agit elle aussi comme filtre. En effet, même si le profil du MCF de la FCP n'est pas identique à celui du mode fondamental de la SMF-28<sup>TM</sup>, il lui ressemble beaucoup plus que celui des différents modes de gaine de la FCP. Ceci fait en sorte qu'à la dernière épissure, la puissance du MCF de la FCP est préférentiellement transférée vers le mode fon-



damental de la SMF-28<sup>TM</sup> comparativement à la puissance contenue dans ses modes de gaine. La puissance des modes de gaine de la FCP est plutôt transférée en grande partie vers les modes de gaine de la SMF-28<sup>TM</sup>. Comme ces derniers sont éliminés par le revêtement protecteur de la SMF-28<sup>TM</sup>, il s'en suit qu'au niveau du détecteur, la puissance captée est essentiellement celle du MCF de la FCP à la sortie de la section effilée.

## 2.2 Techniques d'étirage

La technique d'étirage utilisée pour fabriquer les FCP effilées est basée sur celles existant déjà pour les fibres standards [Birks & Li 1992, Kenny *et al.* 1991]. Cependant, comparativement au cas où on effectue l'étirage d'une fibre multicouches à sauts d'indice, il existe dans notre cas une difficulté supplémentaire puisqu'il faut s'assurer que les trous du réseau ne s'effondrent pas lors de la procédure. Dans les Fig.2.2 (a) et (b), on peut voir deux photos, prises avec un microscope électronique à balayage, des sections transversales au waist de fibres effilées. Dans un cas, les trous sont effondrés et dans l'autre non.

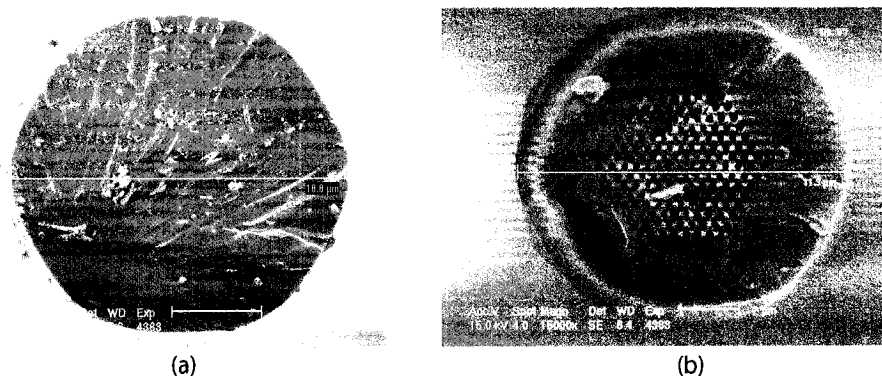


Figure 2.2 : Section transversale au waist d'une FCP effilée dans le cas où il y a eu effondrement des trous (a) et dans le cas où cet effondrement n'a pas eu lieu (b). Les photos ont été prises avec un microscope électronique à balayage. Les dimensions du diamètre de la fibre sont dans les deux cas à peu près les mêmes.

Dans le cas où les trous s’effondrent, le coeur de la fibre finit par perdre ses propriétés guidantes à cause de l’augmentation de l’indice moyen de la couche intermédiaire (voir l’équation 1.1 de la section 1.2). Lorsque ceci se produit, on se retrouve dans le cas où le guide optique est simplement constitué d’un cylindre de silice ayant le même diamètre que celui de la fibre elle-même. Comme nous cherchons à comprendre l’effet, sur la lumière guidée, d’une réduction homothétique des trous par rapport au diamètre extérieur de la fibre, ce cas ne nous intéresse pas et nous cherchons donc à éviter l’effondrement des trous.

En principe, il faut, pour ce faire, s’assurer qu’on ne chauffe pas trop la FCP et que l’étirage se fasse rapidement (technique “fast and cold” [Mägi, Steinvurzel & Eggleton 2004]). Par contre, si on ne chauffe pas suffisamment et si l’étirage se fait trop rapidement, la FCP risque de se casser. En somme, il s’agit donc de trouver la bonne procédure d’étirage nous permettant d’éviter l’effondrement des trous ainsi que la rupture de la FCP.

Nous avons finalement opté pour la technique d’étirage la plus simple: la flamme immobile sans balayage. Elle est celle qui, pour une vitesse d’étirage donnée, nous permet d’atteindre le plus rapidement possible un faible diamètre au waist de la fibre effilée [Birks & Li 1992]. Cependant, avec cette technique, le profil géométrique longitudinal de la fibre est difficilement contrôlable mais, dans notre cas, ce dernier avait peu d’importance en autant qu’il nous permette d’observer la chute de puissance du MCF.

Pour la technique de la flamme immobile, nous devons ajuster trois paramètres: la vitesse d’étirage, la distance initiale entre la fibre et la flamme ainsi que la vitesse de retrait de cette flamme. La vitesse d’étirage est réduite suffisamment pour qu’on puisse observer avec précision le défilement des oscillations de la transmission. Ensuite, la distance initiale entre la fibre et la flamme ainsi que la vitesse de retrait sont ajustées de façon à éviter l’effondrement des trous ou la rupture de la fibre. Ces deux derniers paramètres sont très sensibles aux conditions expérimentales comme, par ex-

emple, le pourcentage d'humidité dans l'air. Par conséquent, nous avons fréquemment dû réajuster ces paramètres pour tenir compte des conditions ambiantes dans le laboratoire.

## 2.3 Épissures

Comme il a été mentionné dans la section 2.1, il nous a fallu effectuer des épissures entre une fibre de type SMF-28<sup>TM</sup> et notre FCP. Encore une fois, parce qu'il faut éviter l'effondrement des trous de la FCP, la fusion entre une SMF-28<sup>TM</sup> et une FCP ou entre deux FCP est une opération autrement plus délicate que la fusion entre deux SMF-28<sup>TM</sup> [Bourliaguet, Paré, Émond, Croteau *et al.* 2003]. Donc, pour faire nos épissures entre la FCP et les deux fibres SMF-28<sup>TM</sup>, situées de part et d'autres de celle-ci sur le montage expérimental (voir Fig.2.1(a)), nous avons dû utiliser un appareil fabriqué par la compagnie VYTRAN (Filament fusion splicing system, model FFS-2000) qui permet de faire des opérations de fusion délicates. Les Fig.2.3(a) et (b) nous montrent les extrémités des deux fibres avant et après la fusion.

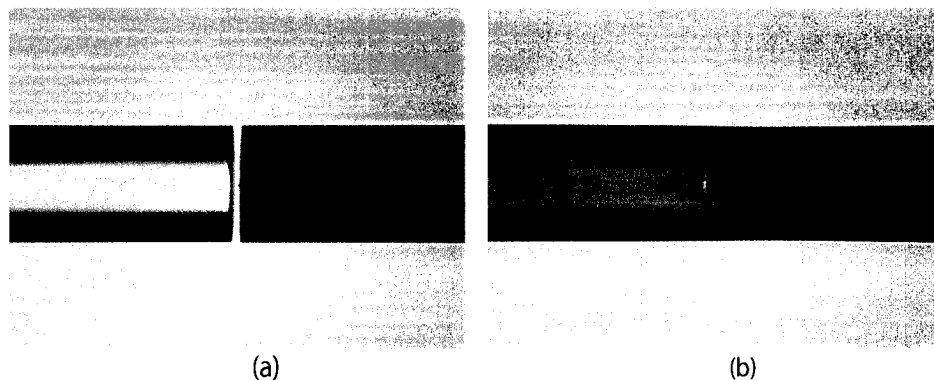


Figure 2.3 : Extrémités d'une FCP et d'une SMF-28<sup>TM</sup> avant (a) et après (b) leur fusion.

Pour s'assurer d'avoir des épissures de bonne qualité, nous avons d'abord dû vérifier que les extrémités de la FCP et de la SMF-28<sup>TM</sup> étaient bien propres. Nous

les avons donc nettoyées avec de l'acétone. Il a fallu prêter une attention particulière pour ne pas utiliser une quantité excessive d'acétone afin d'éviter que celle-ci ne s'infiltre trop profondément dans les trous de la FCP. En effet, la présence d'un liquide dans les trous de la FCP nuit fortement à la qualité de l'épissure. Le clivage est fait ultérieurement au nettoyage pour s'assurer que cette surface est bien perpendiculaire à l'axe longitudinal de la FCP. De plus, le clivage nous permet de nous débarrasser de la petite section à l'extrémité de la FCP dont les trous sont infiltrés par l'acétone. Par conséquent, une légère infiltration de l'acétone près de la surface de la FCP peut être tolérée.

Les paramètres importants de la fusionneuse sont principalement la puissance utilisée pour faire la fusion (power), le temps de fusion (on-duration) ainsi que la distance de rapprochement des fibres avant (pre-push) et pendant (hot push) leur chauffage. Ces paramètres doivent tous être soigneusement ajustés. Si la durée de fusion est trop longue et/ou la puissance trop forte, les trous risquent de s'effondrer. Inversement, si la durée de fusion est trop courte et/ou la puissance trop faible, la résistance mécanique de l'épissure risque d'être trop petite et elle peut céder durant la procédure subséquente d'étirage. Cette résistance est aussi très dépendante de la distance de rapprochement des fibres pendant la fusion. En effet, elle est augmentée par ce rapprochement qui génère une force en compression. Par contre, il faut éviter de rapprocher trop les deux fibres car sinon elles peuvent se plier durant l'opération de fusion. Le tableau 2.1 résume les valeurs des paramètres de la fusionneuse utilisés pour faire nos épissures. Notons cependant que ces valeurs pouvaient varier légèrement d'une journée à l'autre en raison de l'influence sur la fusionneuse des variations des conditions ambiantes dans le laboratoire.

Les pertes en transmission dues à ce type d'épissure sont en moyenne  $\approx 3\text{dB}$  et donc relativement importantes. Cependant, même si la fusion est parfaite, il existe, comme il a été mentionné plus haut, un minimum de pertes inévitables qui proviennent des dissimilitudes entre le profil du MCF de la FCP et le mode fondamental de la

Tableau 2.1 : Paramètres de fusion

Splice parameters	Valeurs	Fiber polish options	Valeurs
Pre-gap ( $\mu\text{m}$ )	8,0	Delta ( $\mu\text{m}$ )	300
Pre-push ( $\mu\text{m}$ )	11,5	Velocity (step/s)	300
Hot push ( $\mu\text{m}$ )	5,0	Power ( $\mu\text{m}$ )	10,0
Push vel (step/s)	700	Passes	2
Hot push delay (s)	0,3	Cool time (s)	60
Argon (l/min)	0,65		
On-duration (s)	7,00		
Power (W)	16,5		

SMF-28<sup>TM</sup>. De toute façon, dans notre cas, les sources utilisées étaient relativement puissantes et donc un certain niveau de pertes aux épissures était acceptable.

Comme l'indique la Fig.2.3(b), les trous de la FCP semblent avoir été légèrement déformés suite à la fusion. Ces déformations proviennent de la force en compression qui, comme mentionné ci-haut, apparaît lorsqu'après avoir fait fondre le verre des deux fibres à l'aide d'un arc électrique, la fusionneuse les presse légèrement ensemble. Si cette perturbation n'est pas adiabatique [Lacroix, Gonthier, Bourbonnais, Black *et al.* 1986b, Black, Gonthier, Lacroix, Lapierre *et al.* 1987], une partie de la puissance du MCF est transférée vers les modes de gaine. Cependant, ceux-ci sont éventuellement éliminés par le revêtement protecteur.

## 2.4 Résultats

La Fig.2.4(a) présente la transmission en fonction de l'élongation d'une FCP effilée fabriquée à l'aide du montage de la Fig.2.1(a). Après avoir complété la procédure d'étirage, nous avons mesuré la transmission en fonction de la longueur d'onde de cette même fibre et celle-ci est présentée dans la Fig.2.4(b). Finalement, les Fig.2.4(c) et (d) montrent le profil longitudinal et la section transversale au waist de cette même fibre effilée dont la transmission est présentée en (b).

Pour prendre la photo présentée dans la Fig.2.4(d), il a fallu casser la fibre effilée à son waist de façon à ce que la surface transversale à la cassure soit la plus nette et la plus perpendiculaire possible à l'axe longitudinal de la FCP. Pour ce faire, nous avons d'abord effectué une petite rainure sur la surface en silice au waist de la FCP à l'aide d'une pointe de diamant. Ensuite, nous avons augmenté la tension longitudinale dans la fibre jusqu'à ce qu'elle casse à l'emplacement de la rainure.

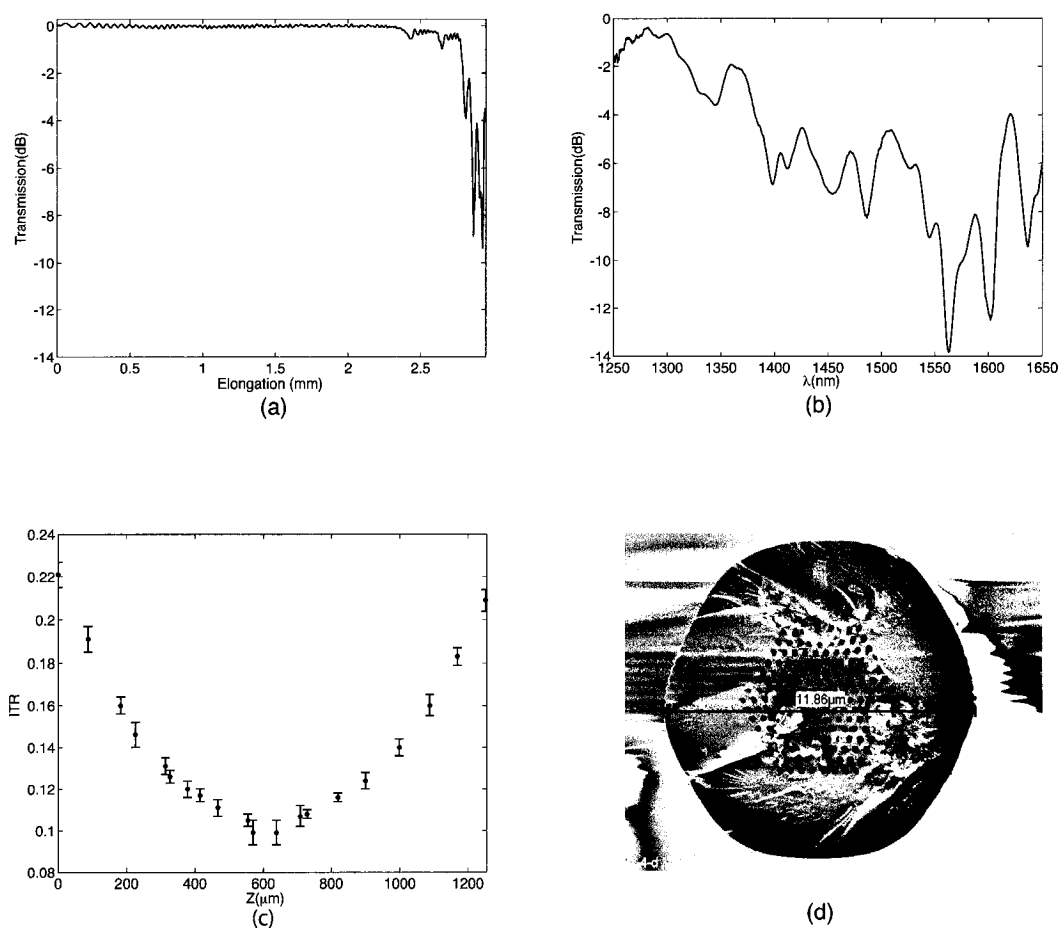


Figure 2.4 : (a) Transmission d'une fibre effilée fabriquée avec la FCP présentée dans la Fig.1.1(a) en fonction de l'élongation à 1550 nm; (b) Transmission en fonction de  $\lambda$  après avoir terminé la procédure d'étirage de cette même fibre effilée; (c) Profil longitudinal et (d) la section transversale au waist de la fibre effilée en (b).

La Fig.2.4(a) nous permet de constater que la transmission reste à peu près constante durant la majeure partie du processus d'étirage. En effet, même si elle oscille légèrement pour des élongations inférieures à 2,4 mm, l'amplitude de ces oscillations ne dépasse jamais 0,15dB. Ces dernières sont probablement dues à des modes de gaine résiduels n'ayant pas été complètement filtrés par le revêtement protecteur. Cependant, après avoir dépassé une élongation de 2,4 mm, la transmission subit des oscillations de plus en plus importantes. Finalement, elle chute abruptement lorsque l'élongation atteint  $\approx 2,77$  mm.

Même si la Fig.2.4(b) ne nous montre la transmission en fonction de la longueur d'onde qu'après avoir interrompu la procédure d'étirage, nous avons aussi fait des essais afin de suivre l'évolution de cette transmission de façon continue en fonction du temps durant cette procédure. Nous avons ainsi constaté que cette évolution a la même forme que celle de la transmission en fonction de l'élongation: légères oscillations au départ devenant éventuellement un peu plus marquées juste avant une chute abrupte de la puissance. Cette concordance entre les deux types de transmission est conforme aux prédictions théoriques et a déjà été observée dans le cas des fibres standards effilées.

La Fig.2.4(b) montre que pour une FCP ayant un profil longitudinal tel que celui présenté dans la Fig.2.4(c), la puissance du MCF chute à  $\lambda \approx 1300$  nm. Pour des longueurs d'onde supérieures à 1300 nm, une partie de cette puissance retourne périodiquement dans le MCF.

Notons que nous avons mesuré le profil longitudinal de la FCP uniquement pour des valeurs de ITR inférieures à 0,24 puisque de toute façon, comme nous le verrons plus loin, la puissance reste entièrement confinée dans le MCF pour  $ITR > 0,24$ .

En comparant la Fig.2.4(d) avec la Fig.1.1(a), on voit que l'effondrement des trous au waist de la fibre effilée n'est pas important. Certains de ces trous ont un diamètre inférieur à 200 nm.

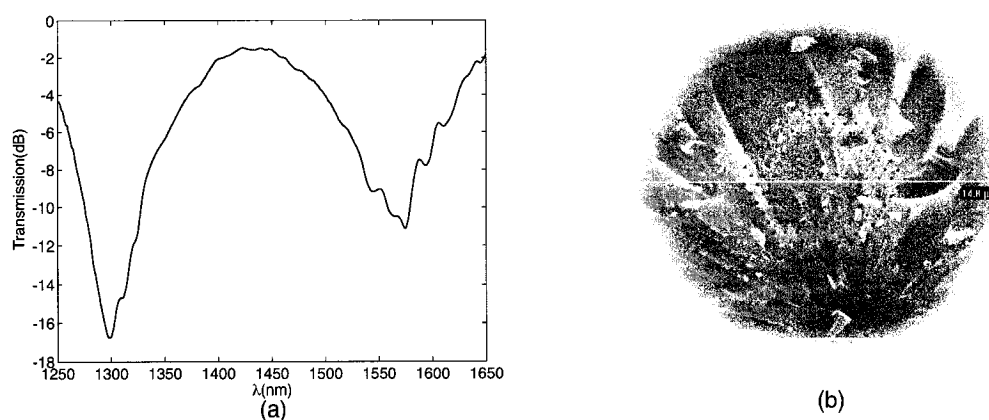


Figure 2.5 : (a) Transmission en fonction de la longueur d'onde d'une fibre effilée dont les trous se sont effondrés; (b) Section transversale au waist de cette même fibre effilée.

Cependant, sur la Fig.2.5(a), on peut voir la transmission en fonction de la longueur d'onde d'une FCP effilée dont les trous se sont effondrés lors de la procédure d'étirage. On voit qu'il y a principalement deux modes d'amplitude semblable qui se propagent dans cette fibre effilée. La figure 2.5(b) nous montre sa section transversale au waist.



## Chapitre 3

# Interprétation théorique des résultats expérimentaux

### 3.1 Décomposition de la fibre GIA en deux sous-structures

Afin d'analyser les résultats expérimentaux que nous avons obtenus en laboratoire, nous avons tout d'abord utilisé l'approximation de la fibre GIA, présentée dans le chapitre 1. La Fig.3.1 expose le profil d'indice de cette fibre GIA. Cependant, pour faciliter la compréhension du comportement modal de cette structure, il est utile de la décomposer en une représentation équivalente formée de deux sous-structures. La première est constituée du coeur de la fibre GIA de rayon  $R < 2,3 \mu\text{m}$  entouré d'une couche de rayon infini et d'indice égal à 1,359. La deuxième sous-structure est constituée de la gaine de silice de la fibre GIA comprise entre  $R = 29,1 \mu\text{m}$  et  $R = 62,5 \mu\text{m}$  en plus d'une couche d'indice égal à 1,359 pour  $R < 29,1 \mu\text{m}$  et d'une couche de rayon infini et d'indice égal à 1 pour  $R > 62,5 \mu\text{m}$ . Les profils d'indice de ces sous-structures sont présentés sur les figures 3.2(a) et (b). Notons que cette représentation est équivalente à la fibre GIA seulement lorsque les modes de cette

dernière sont bien confinés dans son coeur ou dans sa gaine.

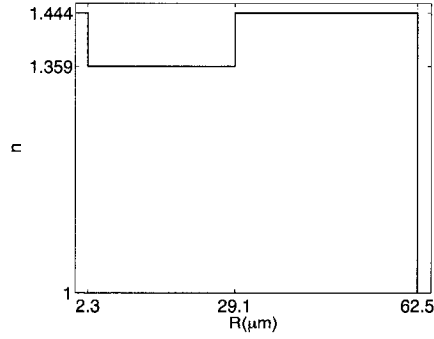


Figure 3.1 : Profil d'indice de la fibre GIA approximant notre FCP.

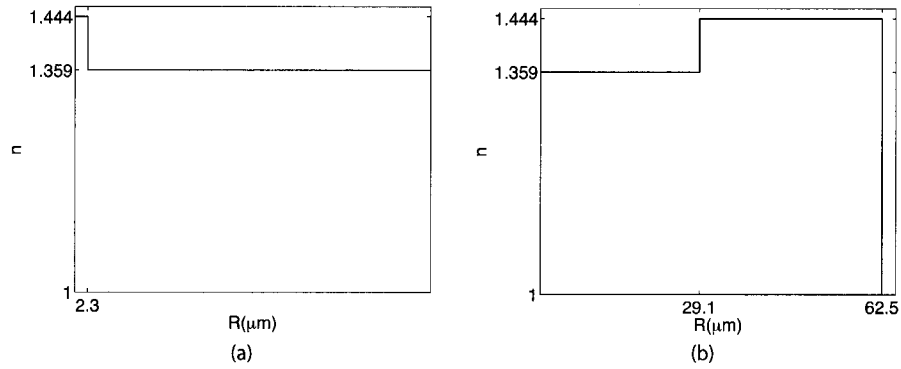


Figure 3.2 : Décomposition du profil d'indice de la fibre GIA en deux sous-structures incluant le coeur (a) et la gaine (b) de la fibre GIA.

### 3.2 Calcul des paramètres modaux de la fibre GIA et de ses sous-structures

Nous avons calculé la progression de  $n_{\text{eff}}$  en fonction d'ITR pour plusieurs modes guidés dans les deux sous-structures dont les profils d'indice sont représentés dans les

Fig.3.2(a) et (b). Ainsi, nous avons tout d'abord fait ce calcul pour l'unique mode guidé par le coeur de la fibre GIA. Sa courbe  $n_{\text{eff}}$ , en fonction d'ITR, est dénommée MCF pour Mode de Coeur Fondamental dans la Fig.3.3(a). Ensuite, nous avons fait le même calcul pour sept des nombreux modes guidés par la gaine de silice de la fibre GIA. Ceux-ci sont dénommés  $LP_{0N}$  sur la Fig.3.3(a) où  $N-1$  indique le nombre de zéros de leur champ dans la gaine de silice.

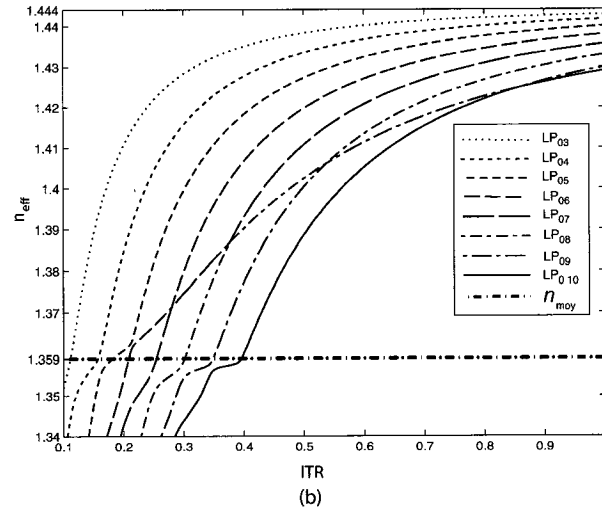
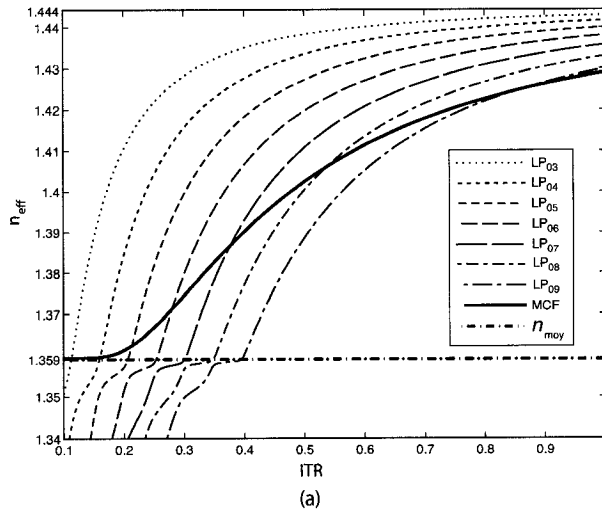


Figure 3.3 : (a)  $n_{\text{eff}}$  en fonction d'ITR pour certains modes guidés uniquement dans le coeur ou la gaine de la fibre GIA; (b)  $n_{\text{eff}}$  en fonction d'ITR pour certains modes guidés dans la structure complète de la fibre GIA.

À l'aide du profil d'indice de la fibre GIA représenté dans la Fig.3.1, nous avons aussi fait le calcul pour huit modes à symétrie circulaire guidés simultanément par le coeur et la gaine de silice de cette fibre. Les valeurs de  $n_{\text{eff}}$  en fonction d'ITR qui ont été obtenues sont présentées dans la Fig.3.3(b). Les figures 3.4, 3.5, 3.6 et 3.8 illustrent la grandeur du champ, pour certains de ces modes, en fonction de la position le long de l'axe transversal de la fibre, et ce, pour différentes valeurs d'ITR. Dans les figures 3.3(b), 3.4, 3.5, 3.6 et 3.8, les modes sont dénommés  $\text{LP}_{0N}$  où  $N-1$  indique le nombre de zéros entre le centre du coeur et la limite extérieure de la gaine de verre. Lorsque la première crête du champ dans la gaine dans le sens des valeurs croissantes de  $R$  est un minimum, notons qu'il ne faut pas oublier de compter le premier zéro. En effet, comme le champ pour le profil d'indice de la Fig.3.1 est toujours positif et non-nul dans le coeur, il y a un zéro additionnel qui apparaît lorsque ce champ, initialement positif au centre du coeur, diminue pour se rendre jusqu'au premier minimum dans la gaine. Dans les figures 3.4, 3.5 et 3.8, se trouvent des cartouches nous permettant de voir les petites variations du champ qui sont invisibles lorsque l'échelle des ordonnées est trop grande. Pour terminer, nous rappelons que la longueur d'onde  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  a été utilisée pour tous les calculs qui ont été faits à partir des profils d'indice des figures 3.1, 3.2(a) et 3.2(b).

Le profil d'indice de la Fig.3.1 peut être reconstruit en superposant les profils d'indice présentés dans les Fig.3.2(a) et (b). Il n'est donc pas surprenant qu'au premier coup d'oeil, la forme des courbes dans les Fig.3.3(a) et (b) puisse être semblable. Cependant, les courbes de la Fig.3.3(a) ont été obtenues en faisant le calcul d'abord dans le coeur et ensuite, de façon indépendante, dans la gaine. Par conséquent, on a obtenu deux familles de modes distinctes: dans la première famille on retrouve le mode guidé par le coeur; dans la deuxième, ceux guidés par la gaine. Les courbes associées aux modes appartenant à chacune de ces deux familles sont superposées dans la Fig.3.3(a) mais, comme il se doit, puisqu'elles ont été calculées de façon indépendante, on voit qu'il n'y a aucune "interaction" entre elles.

Par contre, dans la vraie structure représentant notre fibre GIA dont le profil d'indice est représenté sur la Fig.3.1, on a trouvé, lors du calcul, plusieurs modes ayant un  $n_{\text{eff}}$  supérieur à 1,359. Ils sont donc guidés simultanément par la gaine et le coeur. Ces modes appartiennent tous à une seule et même famille. On doit donc plutôt parler ici de supermodes et non plus de modes guidés uniquement par le coeur ou la gaine comme dans le cas précédent. Cependant, même si le champ des supermodes est non-nul, à la fois dans le coeur et la gaine, nous allons voir que la majorité de leur puissance peut être concentrée soit dans le coeur ou la gaine, dépendamment de la valeur d'ITR. Par exemple, les Fig.3.4(a), (b) et (c) montrent qu'à  $\text{ITR} = 0,5$  la puissance des supermodes  $\text{LP}_{07}$  et  $\text{LP}_{09}$  est concentrée dans la gaine et que celle du supermode  $\text{LP}_{08}$  est concentrée dans le coeur.

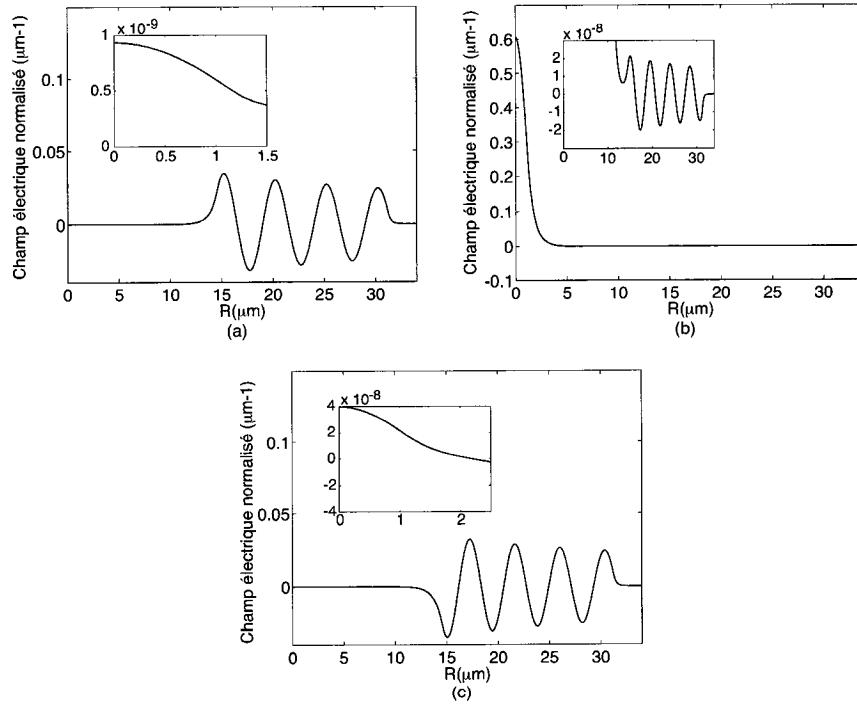


Figure 3.4 : Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes  $\text{LP}_{07}$  (a),  $\text{LP}_{08}$  (b) et  $\text{LP}_{09}$  (c), en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre qui a un profil d'indice tel que celui dans la Fig.3.1 à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  et  $\text{ITR} = 0,5$ .

Ceci s'explique par le fait que les supermodes  $LP_{07}$  et  $LP_{09}$  correspondent respectivement aux modes  $LP_{07}$  et  $LP_{08}$  de la structure en anneau de la Fig.3.2(b) pour  $ITR = 0,5$  et  $\lambda = 1550$  nm. Par conséquent, l'amplitude du champ de ces supermodes dans le coeur de la fibre est beaucoup plus faible que dans la gaine. Pour  $LP_{08}$ , c'est le contraire: l'amplitude de son champ est beaucoup plus importante dans le coeur que dans la gaine puisqu'il correspond au MCF de la structure de la Fig.3.2(a). On appelle donc  $LP_{07}$  et  $LP_{09}$  des supermodes de gaine et  $LP_{08}$  un supermode de coeur.

Si on diminue  $ITR$  jusqu'à 0,38, on peut voir (Fig.3.3(b)) que les courbes associées à  $LP_{08}$ , le supermode de coeur, et  $LP_{07}$ , un supermode de gaine, se rapprochent. Dans le cas de  $LP_{07}$ , ceci se traduit par une plus grande amplitude de son champ dans le coeur, et dans le cas de  $LP_{08}$ , une plus grande amplitude de son champ dans la gaine. Pour ces deux supermodes, le champ se répartit de plus en plus également dans le coeur et la gaine. Ainsi, en examinant les champs des Fig.3.5(a) et (b) et en les comparant avec ceux sur les Fig.3.4(a) et (b), on constate qu'il y a une augmentation du rapport entre la grandeur du champ dans le coeur et du champ dans la gaine pour  $LP_{07}$ , et une diminution de ce rapport pour  $LP_{08}$ .

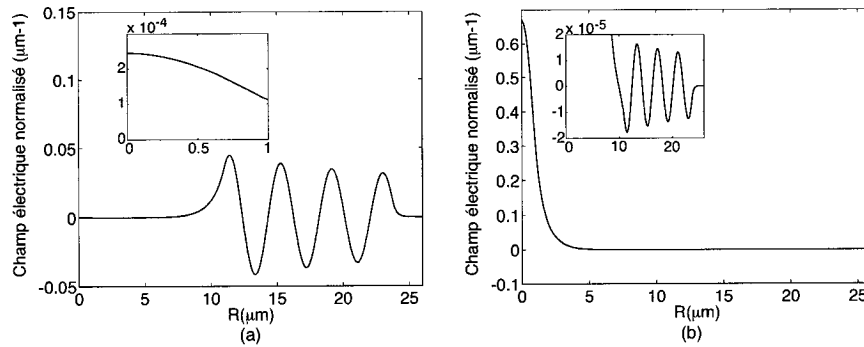


Figure 3.5 : Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes  $LP_{07}$  (a) et  $LP_{08}$  (b), en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre ayant un profil d'indice tel que celui sur la Fig.3.1 à  $\lambda = 1550$  nm et  $ITR = 0,38$ .

À  $ITR = 0,3769875$ , la distance entre les courbes  $LP_{07}$  et  $LP_{08}$  est minimale (voir

Fig.3.3(b) et Fig.3.7) et donc les  $n_{\text{eff}}$  associés à chacun de ces supermodes sont très proches l'un de l'autre. Ceci fait en sorte que les champs de ces deux supermodes, en fonction de la position le long du rayon de la fibre, ont une grandeur très semblable, comme on peut le voir dans les Fig.3.6(a) et (b).

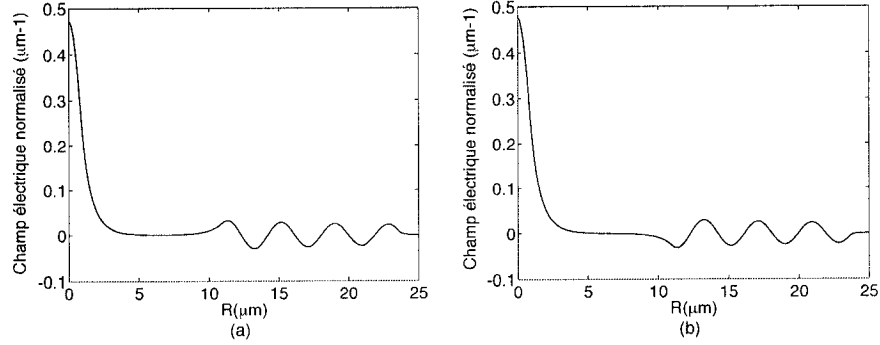


Figure 3.6 : Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes  $LP_{07}$  (a) et  $LP_{08}$  (b), en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre ayant un profil d'indice tel que celui sur la Fig.3.1 à  $\lambda = 1550$  nm et  $ITR = 0,3769875$ .

Par contre, on voit que dans la gaine, le signe du champ de  $LP_{07}$  est inversé par rapport à celui de  $LP_{08}$ . Cette inversion s'explique par le zéro additionnel qui existe pour le champ de  $LP_{08}$  (voir plus haut). On remarque aussi qu'à cette valeur d' $ITR$ , les champs de  $LP_{07}$  et  $LP_{08}$  résonnent bien, à la fois avec le coeur et la gaine de la structure, puisque leurs valeurs y sont simultanément non négligeables.

Rendu à ce point, en suivant la même progression que celle suivie depuis  $ITR = 0,5$ , une réduction supplémentaire de la valeur des indices effectifs de  $LP_{07}$  et  $LP_{08}$  avec  $ITR$  ferait en sorte que les courbes associées à chacun de ces supermodes dans la Fig.3.3(b) finiraient par se croiser. Donc,  $LP_{07}$  et  $LP_{08}$  finiraient par avoir la même valeur de  $n_{\text{eff}}$  et ce, à la même valeur d' $ITR$ . Or, ceci est impossible. En effet, deux supermodes  $LP_{\ell m}$  ayant le même indice  $\ell$  sont issus de la même équation différentielle et celle-ci ne peut, pour une valeur d' $ITR$  donnée, avoir deux solutions (c.-à-d. deux supermodes différents) ayant le même  $n_{\text{eff}}$  [Snyder & Love 1983].

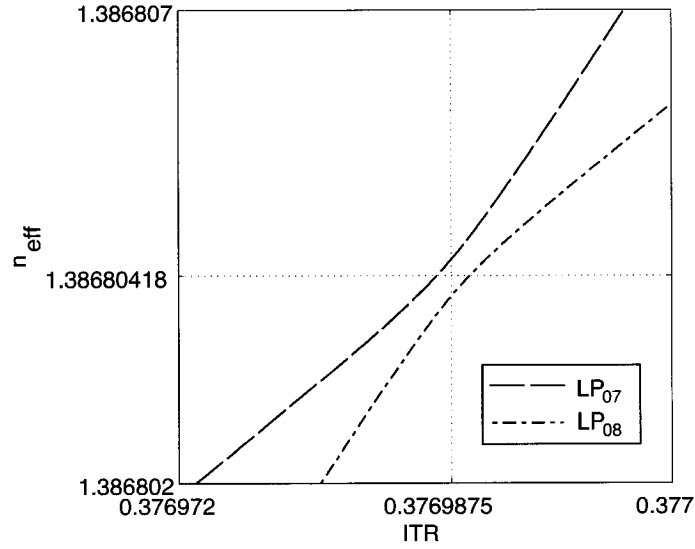


Figure 3.7 :  $n_{\text{eff}}$  en fonction d'ITR au voisinage d'ITR = 0,3769875 pour LP<sub>07</sub> et LP<sub>08</sub> guidés par le profil d'indice présenté sur la Fig.3.1 à  $\lambda = 1550$  nm.

Donc, puisque de façon générale le  $n_{\text{eff}}$  d'un supermode doit diminuer avec ITR et que les courbes en  $n_{\text{eff}}$  de deux supermodes ayant une symétrie circulaire ne peuvent pas se croiser, la seule possibilité pour LP<sub>07</sub> et LP<sub>08</sub> est d'inverser leurs trajectoires respectives: LP<sub>07</sub> doit emprunter la trajectoire de LP<sub>08</sub> et vice-versa. La Fig.3.7 illustre ce phénomène, et on nomme l'endroit où il se produit un point de pseudo-croisement.

Ainsi, le supermode LP<sub>08</sub>, initialement dit de coeur, puisque sa puissance était concentrée dans cette région, se voit forcé de devenir un supermode de gaine lorsque ITR diminue sous 0,3769875. En effet, pour un ITR sous cette valeur, LP<sub>08</sub> emprunte maintenant la trajectoire d'un mode de gaine (voir Fig.3.3(a)) et sa puissance devient concentrée dans la gaine. Quant à LP<sub>07</sub>, c'est le contraire: il passe de supermode de gaine à supermode de coeur. Ceci se confirme en examinant les champs de ces deux supermodes, d'abord dans les Fig.3.5(a) et (b) pour ITR = 0,38, et ensuite dans les Fig.3.8(a) et (b) pour ITR = 0,37.



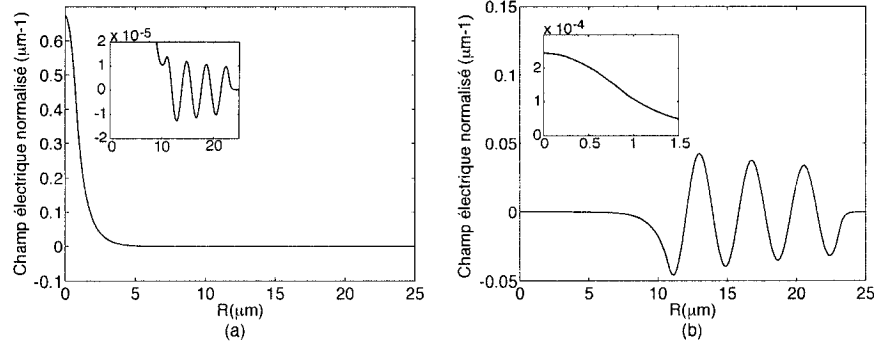


Figure 3.8 : Amplitude du champ électrique normalisé des supermodes  $\text{LP}_{07}$  (a) et  $\text{LP}_{08}$  (b) en fonction de la position le long de l'axe transversal d'une fibre ayant un profil d'indice tel que celui sur la Fig.3.1 à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  et  $\text{ITR} = 0,37$ .

### 3.3 Pseudo-croisements et transfert de puissance

En regardant de nouveau la Fig.3.3(b), on constate qu'il existe de nombreux points de pseudo-croisement. On en a un à  $\text{ITR} = 0,85684$ ,  $0,53762$ ,  $0,3769875$ , .... À chacun de ces points, l'identité du supermode de coeur change. Par exemple, au point de pseudo-croisement situé à  $\text{ITR} = 0,85684$ , l'identité du supermode de coeur passe de  $\text{LP}_{010}$  à  $\text{LP}_{09}$ . Ainsi, la Fig.3.3(b) nous permet de constater que la courbe, représentant le supermode de coeur, est fragmentée en une série de segments de courbes, chacun d'entre eux appartenant à un supermode différent. Ceci est différent du cas de la Fig.3.3(a) dans lequel les modes de coeur et de gaine sont calculés séparément, ce qui fait en sorte qu'on obtient une courbe associée au mode de coeur qui est continue. On peut se demander ce qui se produit lorsque la puissance injectée dans le supermode de coeur à  $\text{ITR} = 1$  se propage dans la fibre effilée jusqu'à ce qu'elle atteigne le premier pseudo-croisement à  $\text{ITR} = 0,85684$ . Est-ce-que cette puissance reste dans  $\text{LP}_{010}$  et se déplace du coeur vers la gaine pour des valeurs d' $\text{ITR}$  inférieures à  $0,85684$ ?

Comme on a pu le voir dans les Fig.3.6(a) et (b), à chaque point de pseudo-croisement, l'amplitude des champs des deux supermodes devient très semblable.

Cet effet fait en sorte que le critère d'adiabaticité aux points de pseudo-croisement devient extrêmement petit. Donc, même si la pente normalisée de la fibre effilée aux points de pseudo-croisement n'est pas très élevée, l'inégalité 1.4 sera respectée et on aura un transfert important de puissance d'un supermode à l'autre.

Les Fig.3.9(a), (b) et (c) indiquent la valeur du critère d'adiabaticité calculée à partir du profil d'indice de la Fig.3.1 en fonction d'ITR pour plusieurs paires de supermodes. De plus, la pente normalisée en fonction d'ITR d'une fibre effilée typique fabriquée dans notre laboratoire est présentée sur la Fig.3.9(a).

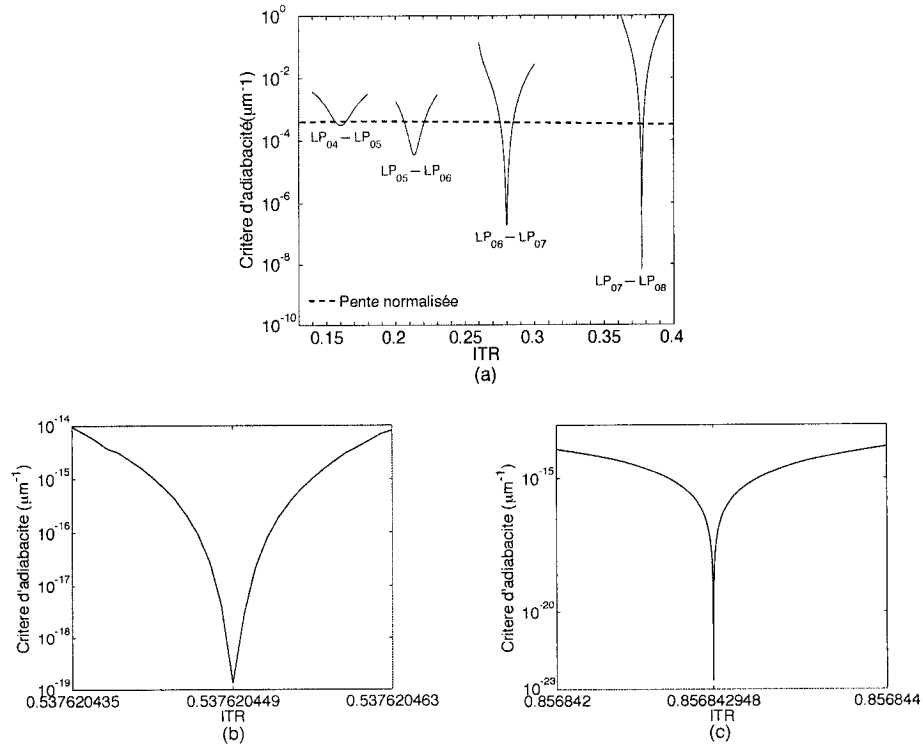


Figure 3.9 : Critère d'adiabaticité en fonction d'ITR calculé à partir du profil d'indice de la Fig.3.1 à  $\lambda = 1550$  nm pour les paires de modes  $LP_{04}-LP_{05}$ ,  $LP_{05}-LP_{06}$ ,  $LP_{06}-LP_{07}$  et  $LP_{07}-LP_{08}$  (a),  $LP_{08}-LP_{09}$  (b) et  $LP_{09}-LP_{10}$  (c).

Ces trois figures nous permettent de constater que pour les paires de supermodes  $LP_{09}-LP_{10}$ ,  $LP_{08}-LP_{09}$  et  $LP_{07}-LP_{08}$ , la pente normalisée aux points de pseudo-croisement est supérieure au critère d'adiabaticité par un facteur de plusieurs ordres

de grandeur. On peut donc s'attendre à ce que le transfert de puissance entre les deux supermodes soit complet. Par exemple, pour la paire de supermodes  $LP_{09}$ – $LP_{010}$ , la puissance initialement entièrement confinée dans  $LP_{010}$  sera complètement transférée dans  $LP_{09}$  à leur point de pseudo-croisement. Ainsi, lorsque  $LP_{010}$  devient un mode de gaine après  $ITR = 0,85684$ , il ne transporte plus aucune puissance. Par conséquent, aux points de pseudo-croisement situés à  $ITR = 0,85684$ ,  $0,53762$  et  $0,3769875$ , la puissance est complètement transférée d'un supermode de coeur à l'autre et ce, sans pertes vers les modes de gaine.

Par ailleurs, la Fig.3.9(a) indique que la valeur du critère d'adiabaticité aux points de pseudo-croisement augmente lorsque  $ITR$  diminue. Pour  $LP_{06}$ – $LP_{07}$ ,  $LP_{05}$ – $LP_{06}$  et  $LP_{04}$ – $LP_{05}$ , cette valeur passe de  $2 \times 10^{-7}$  à  $2 \times 10^{-4}$ . Dans ces trois cas, on ne peut plus garantir un transfert complet de puissance d'un supermode à l'autre et, suite au point de pseudo-croisement, la puissance se retrouvera partagée entre le “nouveau” et “l'ancien” supermode de coeur. Comme ce dernier devient un supermode de gaine pour des  $ITR$  inférieurs au point de pseudo-croisement, une partie de la puissance s'y retrouvera confinée. En somme, pour toutes les valeurs d' $ITR$  supérieures à  $0,27994$  (point de pseudo-croisement  $LP_{06}$ – $LP_{07}$ ), la puissance reste confinée dans le coeur de la fibre effilée. Cependant, pour  $ITR < 0,27994$ , cette puissance fuit vers certains supermodes de gaine à cause d'un transfert incomplet de la puissance aux points de pseudo-croisement.

Notons que l'augmentation du critère d'adiabaticité lorsque  $ITR$  diminue s'explique par l'étalement du champ des supermodes hors du coeur et de la gaine. À cause de cet étalement, la deuxième couche (voir section 1.2) est de moins en moins efficace pour confiner le champ dans le coeur ou la gaine de la fibre GIA. Par conséquent, ce champ fuit et les supermodes acquièrent un caractère hybride. Ils peuvent de moins en moins être définis comme étant soit uniquement de coeur ou uniquement de gaine. Il en résulte une diminution de l'efficacité du couplage entre le supermode de coeur et les supermodes de gaine et une augmentation de la valeur du critère d'adiabaticité

aux points de pseudo-croisement.

### 3.4 Calcul des paramètres modaux de la FCP

Nous avons utilisé un logiciel, basé sur la méthode des différences finies, afin de calculer numériquement en fonction d'ITR certains paramètres caractérisant les modes guidés dans la FCP de la Fig.1.2. Ces paramètres modaux sont les mêmes que ceux qui ont été calculés dans la fibre GIA. Nous avons aussi, toujours à l'aide du même logiciel, trouvé en fonction d'ITR la distribution du champ des modes dans le plan transverse de la FCP. Les résultats, obtenus pour  $\lambda = 1550$  nm, sont présentés dans les figures 3.10, 3.11 et 3.12. Ces calculs n'ont été effectués que pour certains modes, lorsque leur indice effectif aux valeurs d'ITR considérées est près de celui du Mode de Coeur Fondamental (MCF) de la FCP. Aussi, les valeurs d'ITR qui ont été choisies pour faire ces calculs varient de 0,09 à 0,22. Ceci se justifie par le fait que, pour  $ITR > 0,22$ , la valeur du critère d'adiabaticité, aux points de pseudo-croisement des modes, est très inférieure à celle de la pente normalisée. Par conséquent, la puissance se maintient dans le MCF. Il n'a pas de fuites vers les modes de gaine. Aussi, à  $ITR = 0,09$ , les chutes de puissance du MCF les plus importantes et ayant le plus d'impact sur l'allure de la courbe de transmission ont déjà eu lieu. Donc, il n'a pas été jugé nécessaire de poursuivre les calculs pour des ITR inférieurs à 0,09.

Si on compare ces résultats à ceux qui ont été obtenus avec la fibre GIA, on constate tout d'abord que les courbes de la Fig.3.3(b) sont semblables à celles de la Fig.3.10. En effet, on distingue bien sur cette dernière les points de pseudo-croisement. Comme dans le cas de la fibre GIA, on voit que le MCF de la FCP, dont la valeur de l'indice effectif en fonction d'ITR est indiqué par la courbe en traits pointillés nommée MCF dans la Fig.3.10, est formé d'une somme de segments de courbes appartenant chacun à un mode. Le mode K est le MCF à  $ITR = 0,22$ .

On remarque cependant que les points de pseudo-croisement sont beaucoup plus

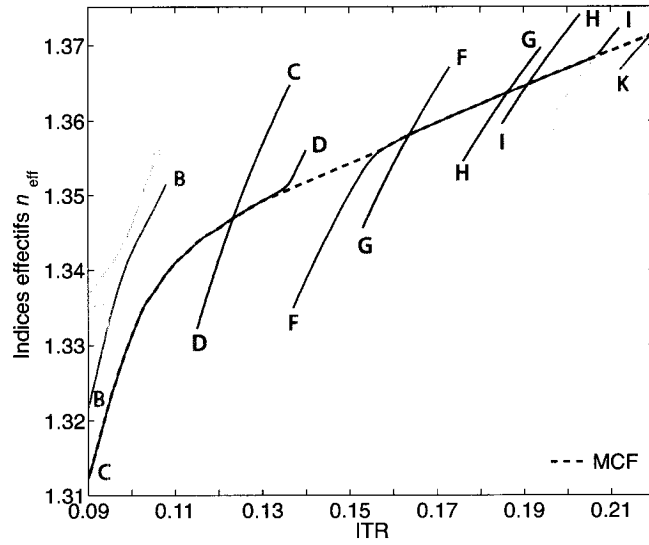


Figure 3.10 : Indices effectifs en fonction d'ITR pour certains modes guidés dans la FCP présentée dans la Fig.1.2. Les calculs ont été faits en utilisant la méthode des différences finies à  $\lambda = 1550$  nm.

nombreux dans la Fig.3.10 que dans la Fig.3.3(b). Ceci vient du fait que le degré de symétrie de la fibre GIA est plus élevé que celui de la fibre FCP. En effet, la fibre GIA possède une symétrie circulaire et donc son MCF possède aussi cette même symétrie. Comme un mode peut seulement échanger de la puissance avec un autre mode ayant la même symétrie [Snyder & Love 1983], tous les supermodes, qui participent aux couplage aux points de pseudo-croisement du MCF dans la fibre GIA, doivent avoir une symétrie circulaire. La FCP, comme on peut le voir dans la Fig.1.1(a), possède un réseau de trous qui a une symétrie de révolution d'ordre six et ce dernier contraint son MCF (ainsi que les autres modes d'indice  $\ell = 0$ ) à avoir une symétrie de révolution du même ordre. Ceci fait en sorte que le MCF de la FCP peut échanger de la puissance seulement avec des modes d'indice  $\ell = 0, 6, 12, 18, \dots, 6n$ , où  $n$  est un entier positif ou nul. Donc, puisque le MCF de la FCP peut coupler avec une plus grande variété de modes comparativement à celui de la fibre GIA, ses points de pseudo-croisement sont plus nombreux.

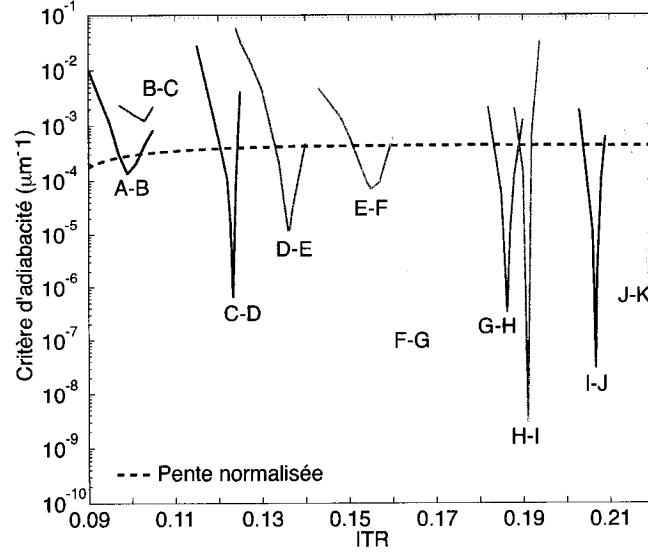


Figure 3.11 : Critère d'adiabaticité en fonction d'ITR pour certains modes guidés dans la FCP présentée dans la Fig.1.2. Les calculs ont été faits en utilisant la méthode des différences finies à  $\lambda = 1550$  nm.

De même, on voit aussi que les courbes de critère d'adiabaticité en fonction d'ITR de la FCP, représentées dans la Fig.3.11, ont la même forme que celles illustrées par les Fig.3.9(a), (b) et (c). En effet, si grâce à la Fig.3.12 on regroupe les modes en fonction de leur appartenance à une ordre de symétrie de révolution donné, on voit que le critère d'adiabaticité aux points de pseudo-croisement augmente aussi lorsque ITR diminue. Par exemple, dans la Fig.3.12, on constate que les modes B, E et H ont tous une symétrie de révolution d'ordre 6. Comme les distributions du champ dans cette figure sont celles des modes de la Fig.3.10 à leur plus petite valeur de  $n_{\text{eff}}$ , les points de pseudo-croisement, associés aux modes B, E et H, sont les points A-B, D-E et G-H de la Fig.3.11. Or, cette dernière figure démontre bien sur que le minimum du critère d'adiabaticité des courbes associées aux paires de modes A-B, D-E et G-H diminue lorsque ITR augmente, comme c'était le cas pour les paires de supermodes des Fig.3.9(a), (b) et (c) de la section 3.3.

Aussi, toujours en se référant à la Fig.3.11, on peut prévoir que les premières fuites

de puissance importantes du MCF vers les modes de gaine auront lieu à  $\text{ITR} \approx 0,155$  et  $\text{ITR} \approx 0,135$  aux points de pseudo-croisement associés aux paires de modes E-F et D-E, respectivement. Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.3, ces fuites proviennent du transfert incomplet de puissance aux points de pseudo-croisement lorsque la valeur du critère d'adiabaticité devient non-négligeable par rapport à celle de la pente normalisée.

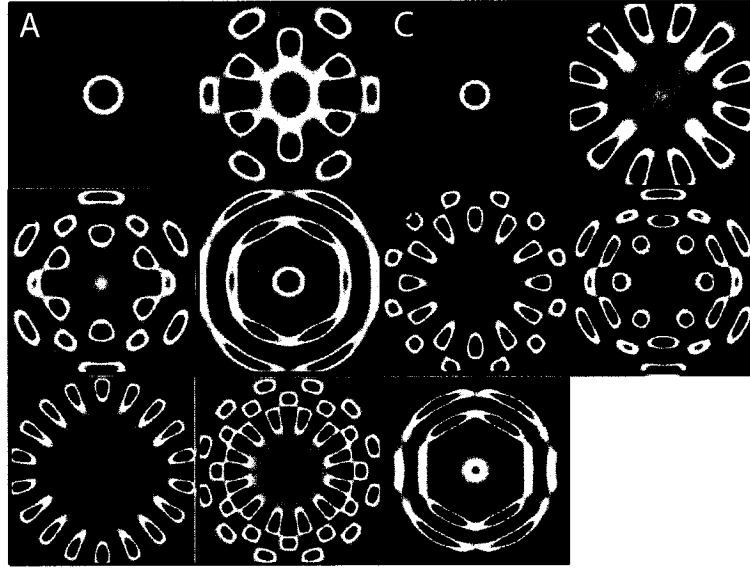


Figure 3.12 : Distribution du champ des modes guidés dans un plan de section droite de la FCP présentée dans la Fig.1.2 à leur plus petite valeur de  $n_{\text{eff}}$  visible dans la Fig.3.10. Les calculs ont été faits en utilisant la méthode des différences finies à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

Finalement, les champs des modes au voisinage des points de pseudo-croisement se comportent de la même façon que dans le cas de la fibre GIA. Par exemple, les figures 3.13(a), (b) et (c) présentent l'évolution du champ des modes D et E près de leur point de pseudo-croisement à  $\text{ITR} \approx 0,1362$ .

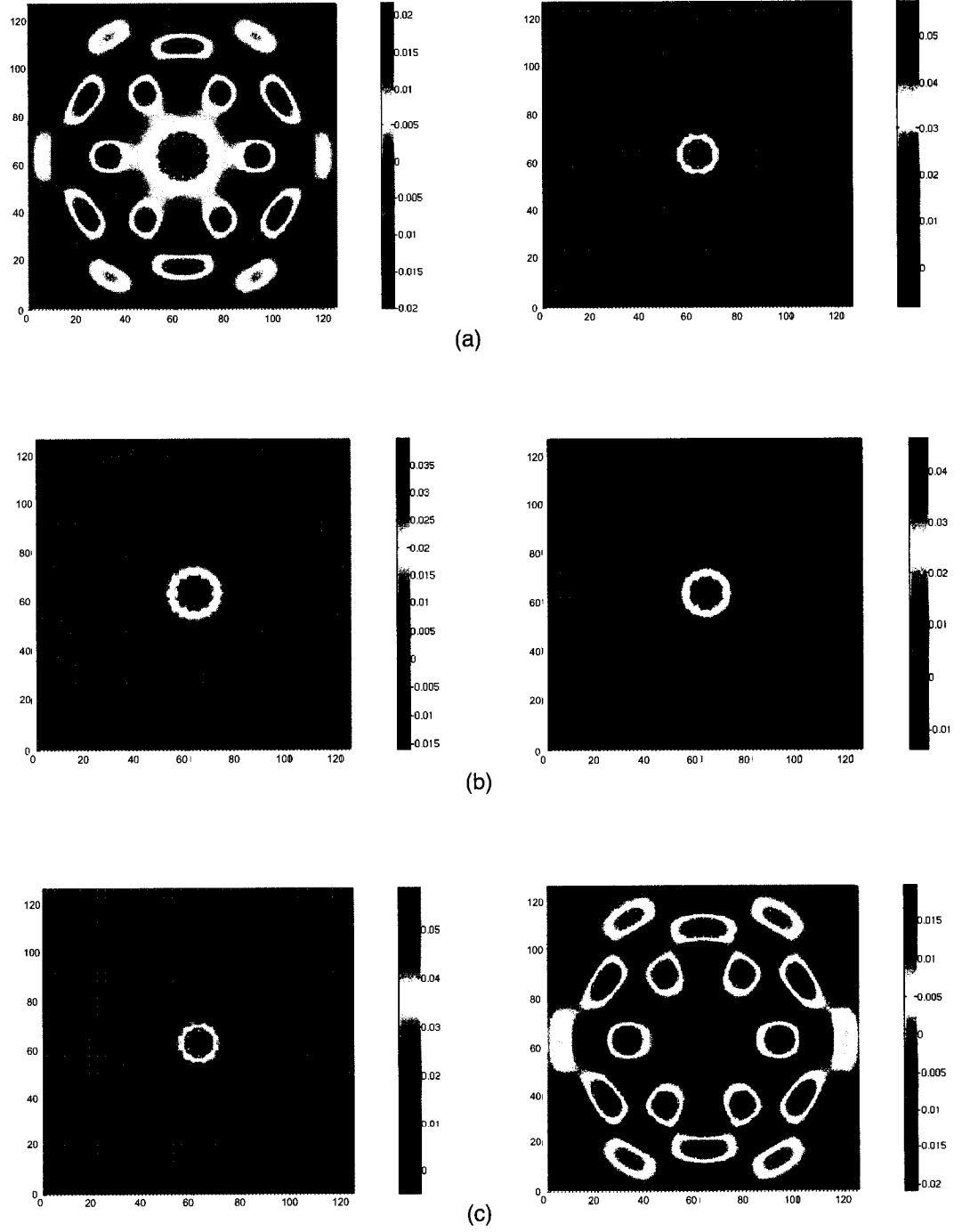


Figure 3.13 : Distribution du champ des modes D (colonne de gauche) et E (colonne de droite) confinés dans une plan de section droite de la FCP présentée dans la Fig.1.2 à  $\lambda = 1550$  nm. (a) ITR = 0,137, (b) ITR = 0,1362 et (c) ITR = 0,134.



Comme dans le cas de la fibre GIA (voir section 3.2), les champs des deux modes impliqués se ressemblent de plus en plus à mesure qu'on se rapproche de la valeur d'ITR à laquelle se situe leur point de pseudo-croisement. Lorsque ce dernier est atteint, leur champ est presque identique (à un signe près). Enfin, comme dans le cas de la fibre GIA, passé le point de pseudo-croisement, l'identité des deux modes impliqués est inversée. Le mode initial de coeur E devient un mode de gaine puisque sa puissance initialement concentrée dans le coeur avant  $ITR = 0,1362$  est maintenant concentrée dans la gaine. Pour le mode D, c'est le contraire puisqu'il passe de mode de gaine à mode de coeur.

En somme, le comportement modal de notre FCP est, comme on a pu le voir dans cette section, très semblable à celui de la fibre GIA. On peut en conclure qu'une FCP effilée voit la puissance de son mode de coeur fuir vers la gaine pour de faibles valeurs de ITR à cause d'un transfert incomplet de puissance aux points de pseudo-croisement. Ceci se produit selon le même mécanisme que celui expliqué pour le cas de la fibre GIA dans la section 3.3.

## 3.5 Calcul de la transmission

### 3.5.1 Choix des modes

Dans la section précédente, nous avons vu que la puissance, initialement entièrement confinée dans le MCF d'une FCP, fuit graduellement vers les modes de gaine lorsque certains points de pseudo-croisement situés à de faibles valeurs de ITR sont atteints. Or, nous savons, grâce aux études faites avec les fibres multi-couches à sauts d'indice, que lorsque plusieurs modes sont présents dans une fibre effilée, celle-ci se comporte comme un interféromètre modal [Lacroix, Bourbonnais, Gonthier & Bures 1986a, Cassidy, Johnson & Hill 1985]. À chaque mode est associé un bras de l'interféromètre. Le battement des modes génère, à la sortie de la fibre effilée, une réponse oscillatoire en fonction de l'élongation et de la longueur d'onde. Ces

conclusions s'appliquent aussi dans notre cas et notre FCP effilée se comporte donc elle aussi comme un interféromètre modal.

Afin de pouvoir vérifier la validité de notre modèle théorique, présenté dans les sections précédentes en comparant ses résultats avec ceux de nos expériences en laboratoire, nous avons calculé la transmission en fonction de la longueur d'onde d'une fibre effilée ayant un profil d'indice transversal identique à celui de la Fig.1.2. Ainsi, nous avons voulu vérifier quelle était la répartition de la puissance entre les différents modes à la sortie d'une FCP effilée après injection de puissance uniquement dans le MFC à l'entrée de celle-ci.

Pour ce faire, nous avons utilisé le formalisme des équations couplées [Snyder & Love 1983]. Même s'il est relativement simple d'élaborer un algorithme de calcul en utilisant ce formalisme, le temps nécessaire pour effectuer la totalité du calcul augmente avec le nombre de modes considérés. En effet, dans notre cas, il faut ajouter une équation couplée pour chaque mode additionnel. Par exemple, un calcul à 2 modes demande 2 équations, un calcul à 3 modes, 3 équations, etc. Donc, pour limiter notre temps de calcul, il nous a fallu restreindre le nombre de modes considérés dans celui-ci.

Dans un interféromètre modal, l'impact que peut avoir chaque paire de modes battant ensemble sur la forme globale du signal de sortie est proportionnel à la fraction de la puissance totale qu'elle possède. Cet impact est aussi fonction de la répartition de la puissance entre chacun des modes formant la paire. En effet, le contraste des oscillations issues du battement entre 2 modes dans un interféromètre modal dépend de leur amplitude relative: plus leur amplitude est semblable, plus le contraste est grand. Dans le cas où le critère d'adiabaticité entre une paire de modes à leur point de pseudo-croisement est faible, par rapport à la valeur de la pente normalisée, on a un transfert presque complet de puissance d'un mode à l'autre. Par conséquent, dans ce cas, une bonne approximation consiste à ignorer la fuite à ce point de pseudo-croisement puisque, de toute façon, les oscillations attribuables au partage de puissance entre

les deux modes ont un très faible contraste et sont donc presque invisibles. Cette approche nous permet de réduire le nombre de modes qu'il faut considérer dans le calcul.

Par exemple, en regardant la Fig.3.11, on constate que les minimums des courbes de critère d'adiabaticité, associées aux paires de modes H-I et I-J, sont sensiblement plus petits que ceux des autres paires. On peut donc présumer que les fuites de puissance vers les modes H et I sont plus petites que celles vers les autres modes. Par conséquent, nous avons décidé d'ignorer ces fuites. Pour ce faire, il nous a fallu remplacer les courbes d'indice effectif des modes H, I et J par une seule courbe continue. Le trajet, que nous avons choisi pour cette dernière part de la valeur la plus élevée de la courbe du mode J, descend jusqu'au point de pseudo-croisement des modes J-K, suit le trajet en pointillé du MCF jusqu'au point de pseudo-croisement des modes H-G et, finalement, descend le long de la partie inférieure de la courbe associée au mode H. Ceci est illustré dans les Fig.3.14(a) et (b).

Notons que, dans un cas comme celui-là, les portions de courbes d'indice effectif des modes H, I et J, qui sont sur une trajectoire située de part et d'autre de celle du MCF, peuvent être ignorées puisque, de toute façon, les portions du haut ne contiennent aucune puissance et celles du bas une puissance négligeable. Le mode remplaçant les courbes d'indice effectif des modes H, I et J a été nommé "L". Il n'est pas un vrai mode dans le sens propre du terme, mais en l'utilisant pour les calculs de transmission, on obtient les mêmes résultats que si on avait utilisé les modes H, I et J tout en réduisant le temps de calcul. La Fig.3.14(c) illustre les courbes de critère d'adiabaticité pour les modes A, B, C, D, E, F, G, "L" et K.

De plus, la Fig.3.11 montre que les courbes de critère d'adiabaticité, dont la valeur minimale est la plus élevée, sont associées aux paires de modes A-B et B-C. À la valeur d'ITR où se trouve le minimum du critère d'adiabaticité associé à la paire de modes B-C, on voit que la valeur de la pente normalisée est plus petite que ce minimum. Selon l'inégalité 1.4, ceci nous indique que le transfert de puissance du mode C vers

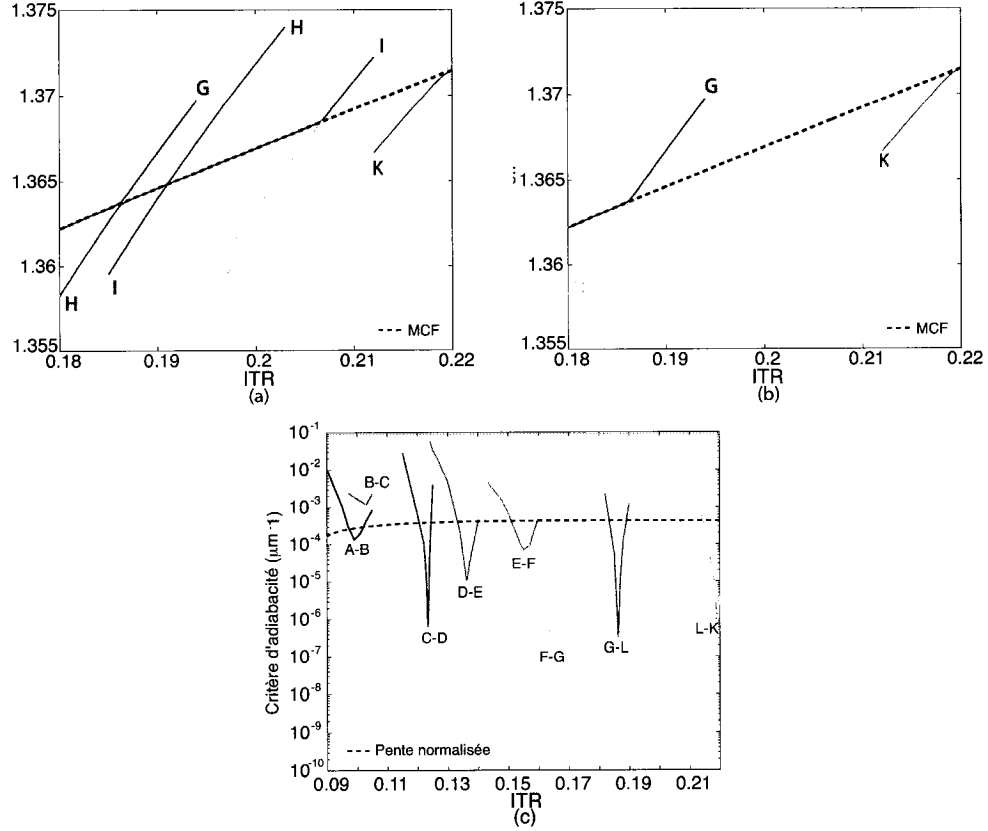


Figure 3.14 : Indices effectifs en fonction d'ITR pour les modes G, H, I, J et K (a) avant et (b) après le remplacement des courbes des modes H, I et J par celle du mode "L"; (c) Courbes de critères d'adiabaticité pour les modes A, B, C, D, E, F, G, "L" et K. Ces calculs ont été faits à  $\lambda = 1550$  nm.

le mode B est faible et que la puissance reste confinée dans le mode C, quand celui se transforme en mode de gaine plutôt qu'être transférée vers le mode B, le nouveau MCF. Par conséquent, étant donné que la puissance du mode B est de beaucoup inférieure à celle du mode C, le contraste des oscillations associées aux battements entre ces modes est petit et ces oscillations ont peu d'impact sur la forme globale du signal de sortie de l'interféromètre modal. De plus, la fraction de la puissance totale que possède la paire de modes A-B, après le passage par le point de pseudo-croisement associé aux modes B et C, est égale à la puissance totale contenue dans le mode B. Comme nous venons de le mentionner, celle-ci est petite. Il s'en suit que l'amplitude

des oscillations associées aux battements entre les modes A et B est faible et donc, ces oscillations n'apportent pas une contribution significative au signal global. Tout ceci nous indique qu'on peut omettre les modes A et B dans nos calculs.

En somme, grâce à notre processus de sélection, nous avons constaté que les modes C, D, E, F, G, "L" et K étaient les plus pertinents pour notre calcul. Le mode C est le dernier à assumer le rôle de MCF. Cependant, nous avons finalement convenu de l'exclure du calcul, encore une fois pour limiter le nombre d'équations couplées. Ceci se justifie dans la mesure où le minimum du critère d'adiabaticité, associé aux paires de modes C-D, est beaucoup plus petit que celui associé aux paires de modes D-E et E-F. Par conséquent, le contraste des battements associés aux paires de modes C-D est considérablement plus faible que celui des oscillations associées aux battements des paires de modes D-E et E-F.

Pour terminer, remarquons que nous avons conservé les modes K, "L" et G dans le calcul, même si les minimums des courbes de critère d'adiabaticité des paires de modes "L"-K, G-"L" et F-G sont plus faibles que le minimum de la courbe de critère d'adiabaticité de la paire de modes C-D. Cette décision se justifie par le fait que les modes K, "L" et G sont responsables de petites oscillations qui précèdent les chutes abruptes de puissance associées aux paires de modes D-E et E-F et nous voulions pouvoir observer celles-ci.

### 3.5.2 Écriture des équations couplées

Le système d'équations couplées, décrivant l'interaction entre les modes K, "L", G, F, E et D, est le suivant :

$$\frac{dA_K}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_K A_K - C_{KL} A_L \quad (3.1)$$

$$\frac{dA_L}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_L A_L + C_{KL} A_K - C_{LG} A_G \quad (3.2)$$

$$\frac{dA_G}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_G A_G + C_{LG} A_L - C_{GF} A_F \quad (3.3)$$

$$\frac{dA_F}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_F A_F + C_{GF} A_G - C_{FE} A_E \quad (3.4)$$

$$\frac{dA_E}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_E A_E + C_{FE} A_F - C_{ED} A_D \quad (3.5)$$

$$\frac{dA_D}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_D A_D + C_{ED} A_E \quad (3.6)$$

où  $A_\alpha$  représente l'amplitude du mode  $\alpha$  et  $C_{\alpha\gamma}$  le coefficient de couplage entre les modes  $\alpha$  et  $\gamma$ . Ce système d'équations décrit uniquement les phénomènes de couplage qui ont lieu entre les modes adjacents le long de la courbe d'indice effectif du MCF. Dans le cadre de notre scénario approximatif, ceci se justifie puisque les recouvrements des champs sont significatifs seulement aux points de pseudo-croisement et donc les échanges de puissance sont faibles, sauf à ces endroits. Par conséquent, notre modèle ignore les couplages qui peuvent exister entre les différents modes de gaine.

### 3.5.3 Ajustement des paramètres modaux en fonction de $\lambda$

Afin de déterminer la transmission, le système d'équations de la section précédente a été résolu pour une fibre effilée donnée. Ce calcul a été fait pour plusieurs longueurs d'onde. Cependant, nous avons souligné, dans la section 3.4, que les calculs d'indice effectif et de critère d'adiabaticité pour notre FCP avaient été faits à  $\lambda = 1550$  nm. Donc, il nous a fallu ajuster les valeurs de ces paramètres modaux pour tenir compte de leur variation en fonction de la longueur d'onde. Pour expliquer comment cet ajustement a été fait, il faut d'abord aborder la notion d'étalement des modes.

L'étalement d'un mode peut être quantifié grâce à la valeur de la fréquence normalisée  $V$  [Snyder & Love 1983] de la fibre. Dans le cas d'une fibre multicouches à sauts d'indice, la fréquence normalisée du coeur est définie par cette équation:

$$V_c = \rho_c k \sqrt{(n_c^2 - n_g^2)} \quad (3.7)$$

où  $n_c$  est l'indice du coeur de la fibre,  $n_g$  l'indice de sa gaine,  $\rho_c$  le diamètre du coeur et  $k$  le nombre d'ondes. Lorsque  $V_c$  est petit, le mode s'étale lorsqu'on diminue le rayon du coeur ou lorsqu'on augmente la longueur d'onde. Contrairement à la fibre multicouches à sauts d'indice, certains paramètres géométriques effectifs de la FCP, tels que les dimensions de son coeur, ne sont pas constants. Cependant, les principes concernant l'étalement restent les mêmes.

Pour en revenir à l'ajustement de nos paramètres modaux en fonction de la longueur d'onde, le problème se résumait ainsi: il fallait déterminer quelle variation d'ITR redonnait au mode le même étalement et donc la même apparence pour une variation donnée de la longueur d'onde. En localisant cette nouvelle position en ITR du mode, qui lui donnait la même apparence qu'avant la variation en longueur d'onde, nous pouvions trouver le déplacement en ITR de ses paramètres modaux pour une variation en longueur d'onde donnée.

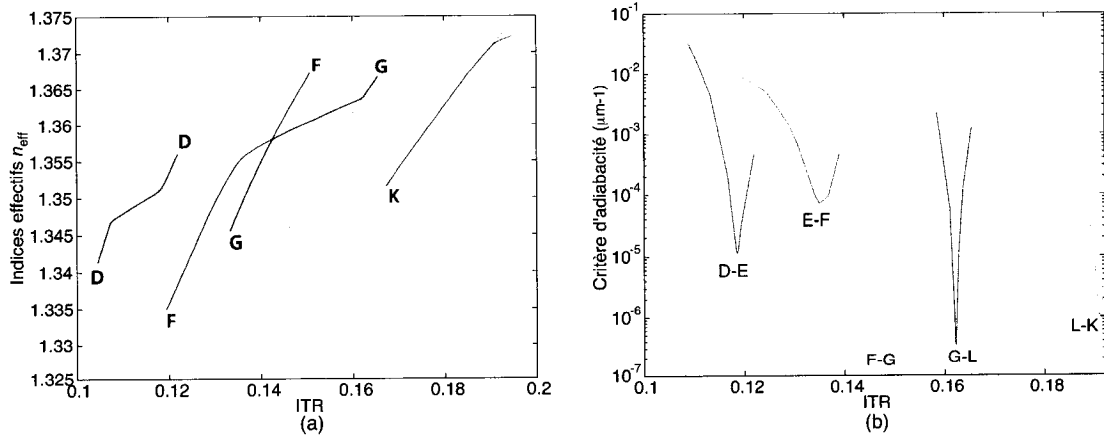


Figure 3.15 : Indices effectifs (a) et critère d'adiabaticité (b) en fonction d'ITR pour les modes K, "L", G, F, E et D à  $\lambda = 1350$  nm.

Par exemple, le mode E a un indice effectif égal à 1,367 à  $ITR = 0,167$  et  $\lambda = 1550$  nm (voir Fig.3.10). Supposons maintenant que  $\lambda = 1350$  nm. En faisant l'approximation que  $n_c$  et  $n_g$  sont invariables, on trouve avec l'équation 3.7 que pour avoir un étalement équivalent au cas où  $\lambda = 1550$  nm, on doit multiplier  $\rho_c$  (et donc  $ITR$ ) par  $1350/1550$  ce qui donne  $ITR = 0,146$ . Donc à  $\lambda = 1350$  nm et  $ITR = 0,146$ , le mode E a approximativement la même apparence et le même indice effectif qu'à  $\lambda = 1550$  nm et  $ITR = 0,167$ . Le décalage pour  $\Delta\lambda = 200$  nm est  $\Delta ITR = 0,021$ . Les Fig.3.15(a) et (b) indiquent les valeurs de l'indice effectif et du critère d'adiabaticité pour les modes K, "L", G, F, E et D à  $\lambda = 1350$  nm. Remarquons que puisque nous considérons que  $n_c$  et  $n_g$  sont invariables, ce calcul ne tient pas compte de la dispersion.

### 3.5.4 Algorithme du programme utilisé

Dans cette section, nous donnons un résumé de l'algorithme du programme qui a été utilisé pour calculer la transmission en fonction de la longueur d'onde de notre FCP effilée. Pour être en mesure de faire le calcul, nous devons d'abord déterminer les valeurs des paramètres modaux (les coefficients de couplage et les indices effectifs) de tous les modes en fonction de  $z$ . Ensuite, une routine *ode113* de MATLAB résout, à l'aide de ces valeurs, le système d'équations couplées présenté dans la section 3.5.2 pour une longueur d'onde donnée. Initialement,  $A_K$  est égal à 1 et les autres  $A_\alpha$  égaux à 0. La routine détermine l'évolution subséquente de la répartition de la puissance entre les différents modes selon  $z$  par calcul de proche en proche dans la fibre effilée. Le calcul commence dans la section de pente négative de la fibre effilée à la position  $z_1$  où se produit le premier transfert de puissance du MCF vers un mode de gaine. Il se termine à la position  $z_2$ . Celle-ci est située dans la section de pente positive de la fibre effilée où une fraction de cette puissance transférée dans le premier mode de gaine se recouple dans le MCF.

En considérant tous les modes, la valeur de la puissance nette qui est retournée



dans le MCF à la position  $z_2$  nous donne la transmission de la fibre effilée à la longueur d'onde utilisée. Ce calcul est répété successivement pour un certain nombre de points (longueurs d'onde) dans l'intervalle de longueurs d'onde d'intérêt. Plus la précision requise doit être grande pour résoudre les oscillations de la transmission, plus le nombre de points utilisés doit être grand et plus le calcul est long.

Les principales étapes de l'algorithme de calcul pour une longueur d'onde donnée sont les suivantes:

1. En utilisant la méthode de la section 3.5.3, calcul, pour la longueur d'onde donnée, des variations en ITR des paramètres modaux par rapport aux valeurs obtenues à  $\lambda = 1550$  nm. Pour une paire de modes donnée, lorsque les valeurs non-nulles d'un coefficient de couplage ont toutes lieu à des ITR inférieurs à celui du waist de la fibre effilée, le couplage entre ces deux modes ne peut se produire pour la longueur d'onde donnée. Par exemple, si la valeur d'ITR au waist de notre fibre effilée est égale à 0.13, le couplage entre les modes D et E ne peut se produire à  $\lambda = 1350$  nm (voir Fig.3.15(b)). Ceci nous permet de déterminer quels couplages sont possibles pour une longueur d'onde donnée.
2. À l'aide du profil longitudinal de la fibre effilée, conversion des valeurs en ITR de l'étape 1 en valeurs de  $z$ . Ces dernières nous permettent de découper la fibre effilée en sections (voir l'étape suivante).
3. Résolution par la routine *ode113* du système d'équations couplées de la section 3.5.2 par calcul de proche en proche. Nous savons maintenant, grâce aux étapes 1 et 2, quels couplages ont lieu et à quelles positions  $z$  le long de la fibre effilée ils se produisent. Donc, pour chaque paire de modes impliqués (ou qui ont déjà été impliqués) dans un couplage, la fibre effilée est divisée en 3 sections: la zone de couplage située dans la région de pente négative, la zone de battement et la zone de recouplage située dans la région de pente positive. À chaque position  $z$  du calcul de proche en proche, on effectue les opérations suivantes pour chacune

de ces paires de modes:

- (a) Détermination de la section dans laquelle se trouve cette position  $z$ .
- (b) Calcul des paramètres modaux pour la position  $z$ . Ceci est nécessaire puisque les calculs de la section 3.4 nous ont permis de déterminer leurs valeurs seulement pour des ITR et donc des positions  $z$  spécifiques. Cependant, le calcul de proche en proche procède par petits incréments qui nous placent souvent à une position  $z$  intermédiaire pour laquelle nous n'avons pas calculé les valeurs des paramètres modaux. Donc, il nous faut souvent procéder par interpolation linéaire pour déterminer ces valeurs situées aux positions  $z$  intermédiaires.
- (c) Calcul de la pente normalisée pour la position  $z$  et multiplication avec les valeurs de coefficient de couplage normalisé de l'étape (b) afin d'obtenir les coefficients de couplage  $C_{\alpha\gamma}$  nécessaires pour la résolution du système d'équations couplées de la section 3.5.2.

### 3.5.5 Résultats des calculs

La Fig.3.16(a) nous présente les solutions du système d'équations couplées de la section 3.5.2 pour une fibre effilée dont le profil transversal est représenté dans la Fig.1.2, et le profil longitudinal dans la Fig.3.16(b). Cette dernière figure nous montre que la fibre effilée, utilisée pour le calcul, a une longueur de  $600\ \mu\text{m}$  et une valeur d'ITR maximale égale à 0,24. Le choix de ce profil géométrique s'explique tout d'abord par le fait que, comme expliqué précédemment, les fuites vers les modes de gaine pour des valeurs d'ITR supérieures à 0,22 sont jugées négligeables. Par conséquent, il est inutile de calculer la transmission dans les portions de la fibre effilée ayant des valeurs d'ITR supérieures à 0,22 puisque de toute façon, la puissance reste confinée dans le MCF. Cependant, comme expliqué dans la section 3.5.3, les paramètres modaux subissent un ajustement en ITR qui est fonction des variations

de la longueur d'onde par rapport à  $\lambda = 1550$  nm. Pour  $\lambda = 1650$  nm, cet ajustement est tel que la valeur d'indice effectif du mode K la plus élevée dans la Fig.3.10 se retrouve située à  $\text{ITR} = 0,24$ . Nous avons donc dû augmenter la valeur maximale d'ITR de notre fibre effilée à 0,24 pour tenir compte de ce déplacement.

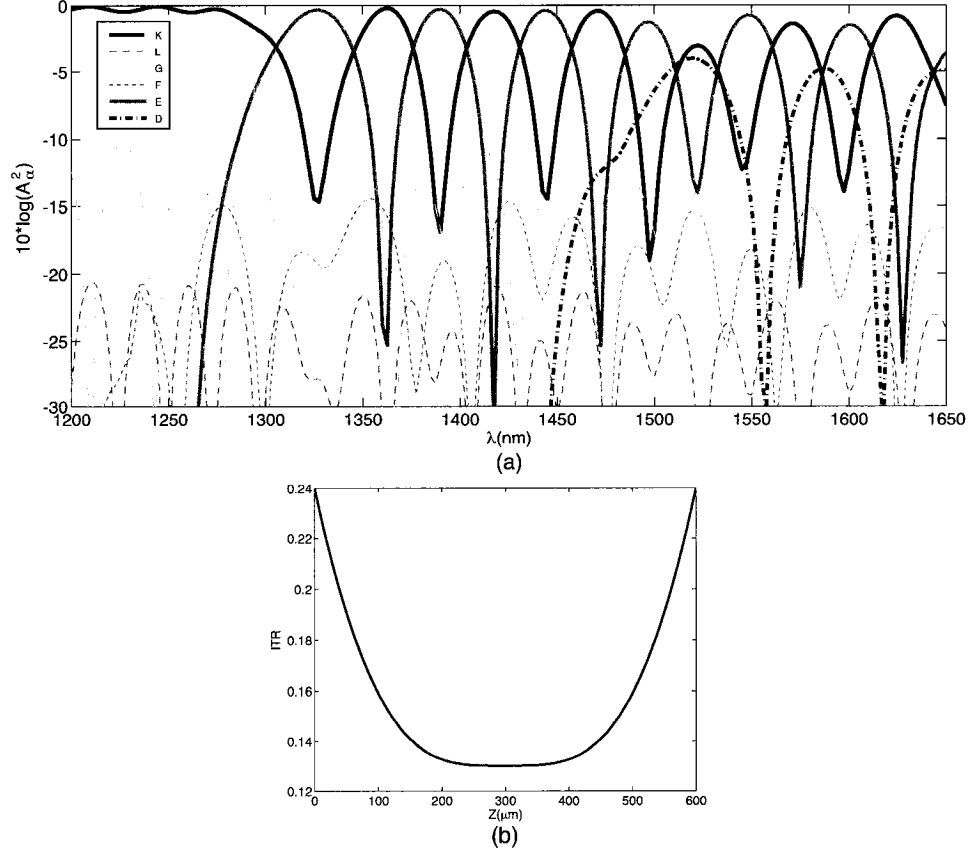


Figure 3.16 : (a) Transmission en fonction de la longueur d'onde des modes K, “L”, G, F, E and D pour la fibre effilée dont le profil longitudinal est présenté en (b). Les calculs ont été faits à l’aide du formalisme des équations couplées.

En outre, nous avons choisi les autres paramètres géométriques (longueur, pente normalisée) du profil longitudinal présenté dans la Fig.3.16(b) de façon à ce que sa transmission en fonction de la longueur d'onde ait la plus grande ressemblance possible avec celle obtenue avec nos fibres effilées fabriquées expérimentalement.

Afin d'expliquer l'allure des courbes dans la Fig.3.16(a), rappelons tout d'abord

que le mode K est le MCF à l'entrée et à la sortie de la fibre effilée. Donc, la transmission du MCF à la sortie de cette fibre effilée doit suivre la trace de la courbe associée au mode K sur la Fig.3.16(a). Tel que prévu par notre modèle développé dans les sections 3.1 à 3.3, on voit dans la Fig.3.16(a) que la puissance du MCF fuit graduellement vers les modes de gaine. En effet, pour  $\lambda < 1300$  nm, la courbe associée au mode K commence par osciller faiblement. Cette oscillation vient principalement du battement du MCF avec le mode G. Ce dernier fuit hors du MCF à ITR  $\approx 0,186$  lorsque  $\lambda = 1550$  nm (voir Fig.3.14(c)).

Pour des longueurs d'onde plus grandes, on constate qu'il y a par la suite deux chutes importantes de puissance. La première a lieu à  $\lambda \approx 1325$  nm lorsque la puissance du mode F est partiellement transférée vers le mode E. Les oscillations quasi-sinusoïdales de fort contraste et amplitude qui en résultent, pour des longueurs d'onde comprises entre  $\approx 1325$  nm et  $\approx 1475$  nm, nous indiquent que la presque totalité de la puissance est partagée de façon à peu près égale entre les modes E et F. La deuxième chute importante de puissance a lieu à  $\lambda \approx 1525$  nm lorsque la puissance résiduelle dans le mode E est partiellement transférée vers le mode D. Dans ce cas, la puissance existant dans le mode D pour  $\lambda > 1525$  nm est passablement inférieure à celle existant dans les modes E ou F. Par conséquent, les oscillations associées au battement entre ces deux modes conservent leur apparence sinusoïdale mais subissent une légère perturbation.

Les fuites de puissance vers les autres modes, c'est-à-dire les modes F et "L", sont négligeables. En effet, l'amplitude maximale de ces 2 modes ne dépasse jamais -14 dB. Les oscillations dues à leur battement avec le MCF sont donc invisibles sur la courbe du mode K. Ceci justifie rétrospectivement la décision que nous avons prise d'ignorer les fuites vers les modes de gaine à des valeurs d'ITR supérieures à 0,22 ainsi que celles vers les modes H et I, tel que discuté dans la section 3.5.1.

### 3.6 Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux

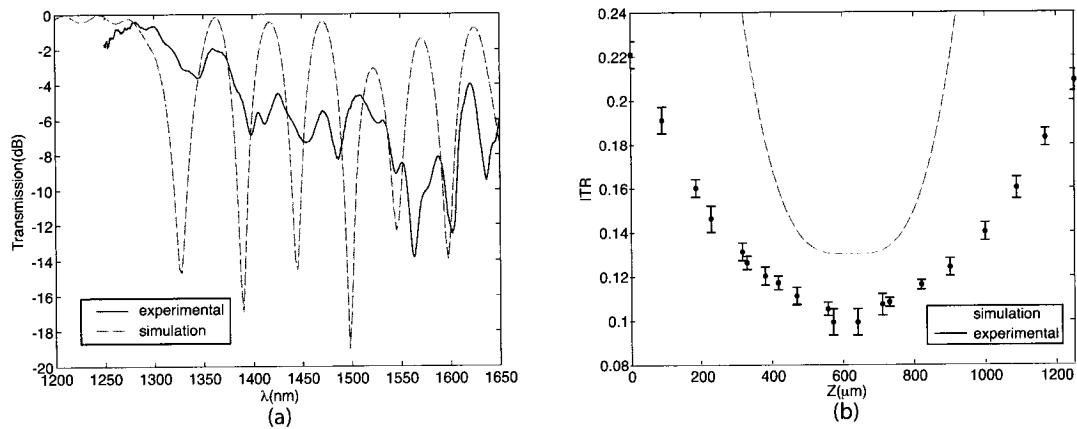


Figure 3.17 : Comparaison entre les transmissions (a) et les profils longitudinaux (b) obtenus par simulation et expérimentalement.

Lors de nos simulations, nous avons constaté qu'en utilisant le profil longitudinal expérimental (voir 2.4(c)), la transmission en fonction de la longueur d'onde calculée par notre simulateur était différente de celle obtenue expérimentalement (voir 2.4(b)). Nous avons par la suite effectué plusieurs essais afin de trouver le profil longitudinal permettant de recréer le plus fidèlement possible la transmission expérimentale. Celui que nous avons trouvé a été présenté dans la Fig.3.16(b).

Les Fig.3.17(a) et (b) comparent ce profil longitudinal ainsi que sa transmission en fonction de la longueur d'onde avec les résultats expérimentaux. Rappelons qu'au laboratoire, nous avons mesuré de façon continue la transmission en fonction de la longueur d'onde du début de la procédure d'étirage jusqu'à sa fin. À tous les essais, elle se comportait de la même façon: invariance du signal (à part de très faibles battements dus aux modes de gaine non filtrés) pendant  $\approx 80$  pour cent du temps total de la procédure d'étirage et ensuite, apparition de petites oscillations devenant de plus en plus fortes jusqu'à ce que la puissance chute abruptement. Par la suite,

une partie de cette puissance retournait dans le MCF. Sur la courbe expérimentale de la Fig.3.17(a), on peut voir pour  $\lambda < 1300\text{nm}$ , les petites oscillations initiales. Pour de plus grandes longueurs d'onde, on voit la chute de puissance hors du MCF et le retour partiel et périodique de celle-ci vers le MCF.

La Fig.3.17(a) nous permet de constater que, qualitativement, la courbe obtenue par simulation a la même allure que celle obtenue expérimentalement. Ceci nous indique que, dans les deux cas, le mécanisme responsable des échanges de puissance entre le MCF et les autres modes est le même. On a donc une confirmation de la validité de notre modèle développé précédemment dans ce chapitre. De plus, grâce au choix de notre profil longitudinal, certaines caractéristiques des 2 courbes sont communes. Par exemple, la longueur d'onde de chute de puissance est dans les deux cas  $\approx 1300\text{nm}$ . Aussi, la fréquence de battement de leurs oscillations suite à cette chute est semblable.

Cependant, on remarque aussi que ces 2 courbes sont différentes à plusieurs points de vue. Ainsi, leurs oscillations ont une amplitude différente et celles de la courbe expérimentale sont plus irrégulières. En ce qui concerne les profils longitudinaux, la Fig.3.17(b) indique que le profil longitudinal expérimental est presque deux fois plus long. De plus, son diamètre au waist est  $\approx 25$  pour cent plus petit que dans le cas théorique.

Ces divergences entre les résultats théoriques et expérimentaux peuvent s'expliquer en partie par les simplifications que nous avons faites pour les calculs de transmission détaillés dans la section 3.5.1. En effet, dans cette section, nous avons mentionné qu'une sélection parmi les modes existants avait été faite et que certains d'entre eux n'avaient pas été inclus dans le calcul. En outre, seul a été considéré le couplage entre certaines paires des modes sélectionnés. Par conséquent, il est probable que, dans le cas théorique, la répartition de la puissance dans les différents modes ne soit pas exacte. Dans le cas expérimental, la puissance, qui est transférée du MCF vers certains modes de gaine, peut ensuite être elle-même couplée vers d'autres modes de

gaine. Cette répartition de la puissance dans un plus grand nombre de modes réduit les chances d'un retour complet de celle-ci dans le MCF puisque les conditions de phase nécessaires pour ce retour deviennent plus difficiles à réaliser. Étant donné que ces couplages vers d'autres modes ont été négligés dans le cas théorique, il est normal que les oscillations de la transmission simulée soient plus périodiques et d'amplitude différente de celles de la transmission expérimentale.

Aussi, les valeurs des coefficients de couplage entre les modes ne sont pas les mêmes dans les cas théoriques et expérimentaux et ce, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, le profil d'indice de la FCP utilisé dans nos simulations n'est pas identique au vrai profil des FCP que nous avons utilisées en laboratoire. Comme il a été mentionné dans la section 1.1, ceci vient du fait que le logiciel utilisé pour calculer les paramètres modaux ne permet pas de définir les paramètres géométriques de chaque trou individuellement.

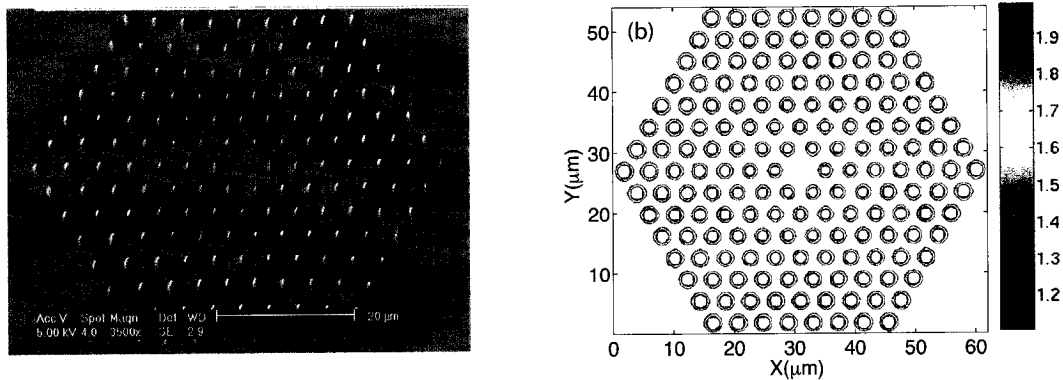


Figure 3.18 : (a) Réseau de trous de la FCP utilisée en laboratoire; (b) Valeur de l'indice de réfraction au carré du profil d'indice de la FCP utilisé pour calculer les paramètres modaux.

De plus, un facteur additionnel d'erreur vient du réseau de points utilisé par le logiciel pour représenter le profil d'indice. Ainsi, la représentation du profil d'indice qu'il prend pour faire les calculs peut être substantiellement différente de celle spécifiée par les paramètres géométriques qu'on lui a fournis pour définir le réseau de trous.

En effet, plus le nombre de points est grand, plus la représentation du profil d'indice est fidèle à celle spécifiée par les paramètres, mais aussi, plus le temps requis pour compléter les calculs est long. Dans notre cas, il nous a fallu limiter ce nombre de points pour que la durée du temps de calcul soit acceptable. Pour cette raison, le profil d'indice utilisé par le logiciel, représenté dans la Fig.3.18(b) comportait certaines déformations comparativement à ce qu'il devait être selon les paramètres géométriques qu'on lui avait fournis. La Fig.3.18(a) présente un gros plan du réseau de trous de la FCP utilisée en laboratoire afin d'illustrer les différences entre ce réseau et celui de nos simulations.

Finalement, le nombre insuffisant de points a comme conséquence de diminuer le degré de symétrie du profil d'indice de la FCP utilisé pour faire les simulations. En effet, la fibre possède une symétrie de réflexion par rapport aux axes X et Y, en plus d'avoir une symétrie de révolution d'ordre 6. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de calculer les valeurs des paramètres modaux dans tous les cadrans du profil d'indice de notre fibre à une valeur d'ITR donnée. Plutôt, nous définissons le profil d'indice et ensuite, effectuons le calcul de ces paramètres seulement dans une section de 90 degrés (un cadran) de la fibre. Cette approche a l'avantage, grâce à la symétrie de réflexion par rapport aux axes X et Y, de nous permettre d'obtenir toutes les valeurs des paramètres modaux en un temps de calcul quatre fois plus court. Cependant, les symétries du réseau de trous ne restent apparentes que lorsque nous prenons un nombre suffisant de points pour le définir. Si ce n'est pas le cas, la symétrie de révolution d'ordre 6 du réseau de trous disparaît, mais ce réseau conserve artificiellement sa symétrie de réflexion par rapport aux axes X et Y en raison de l'usage de cette approche pour diminuer le temps de calcul. Donc, dans notre cas, compte tenu du fait que nous avons utilisé un nombre restreint de points afin de diminuer le temps de calcul, la symétrie de réflexion par rapport aux axes X et Y du réseau est plus apparente que la symétrie de révolution d'ordre 6. Ceci a comme conséquence de fausser les valeurs des champs et des paramètres modaux obtenues



avec le logiciel.

Il existe un autre facteur d'erreur, celui-ci d'origine expérimentale, pouvant expliquer les divergences entre nos résultats théoriques et expérimentaux. Il vient du fait que nous ne sommes pas en mesure de vérifier l'étendue de l'effondrement des trous en tout point le long de l'axe longitudinal de nos FCP effilées fabriquées en laboratoire. En comparant les Fig.2.4(d) et 1.1(a), on a constaté que cet effondrement, caractérisé par le rapport  $(d/\Lambda)/(d/\Lambda)_0$  où  $(d/\Lambda)_0$  représente le rapport du diamètre des trous et de leur pas à  $\text{ITR} = 1$ , était limité au waist. Cependant, rien ne nous permet d'affirmer qu'il n'est pas plus important ailleurs. Certains chercheurs [Kuhlmey *et al.* 2006] ont démontré que l'effondrement des trous, le long d'une fibre effilée de longueur moyenne, pouvait aller jusqu'à 38 pour cent. Par ailleurs, nous avons effectué le calcul des paramètres modaux pour des profils d'indice légèrement différents du profil présenté dans la Fig.3.18(b), et nous avons constaté que les valeurs de ces paramètres comportaient des variations importantes. Donc, notre incapacité à pouvoir caractériser le réseau de trous de la FCP pour tous les points de long de son axe longitudinal implique que, même si les valeurs des paramètres modaux utilisées pour faire les calculs de transmission sont bonnes pour  $\text{ITR} = 1$ , ce n'est pas nécessairement le cas pour des valeurs de  $\text{ITR} < 1$ , car un effondrement hypothétique des trous peut changer les valeurs de  $d$  et  $\Lambda$ .

En somme, les valeurs des paramètres modaux théoriques et expérimentales sont différentes en raison de certaines limitations du logiciel utilisé pour les calculer, de considérations visant à diminuer le temps nécessaire pour compléter les calculs et, enfin d'imprécisions d'origines expérimentales. Or, la forme globale que prend la transmission d'une fibre effilée est fortement dépendante des valeurs des amplitudes modales, qui dépendent des coefficients de couplage, ainsi que des valeurs des indices effectifs des modes. Compte tenu des différences qu'ont nos paramètres modaux théoriques par rapport à ceux des vraies FCP utilisées en laboratoire, il n'est donc pas surprenant que les transmissions théoriques et expérimentales diffèrent quantitativement.

Pour terminer, remarquons qu'en essayant de reproduire fidèlement par simulation la transmission expérimentale, il est possible de compenser pour ces différentes valeurs des paramètres modaux en changeant les paramètres géométriques (waist au centre, pente normalisée, longueur totale, etc.) de la fibre effilée théorique par rapport à celle fabriquée expérimentalement. Comme nous avons procédé ainsi, il est donc normal que les profils géométriques longitudinaux de nos fibres effilées théoriques et expérimentales comportent des divergences.

# Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons développé un nouveau modèle ainsi qu'une méthode de calcul servant à déterminer la transmission des FCP effilées. Tout d'abord, nous avons approximé notre FCP par une fibre multicouches à sauts d'indice: la fibre à gaine intermédiaire abaissée (GIA). Ceci nous a permis de traiter le problème des couplages entre les modes de la FCP en utilisant un cadre théorique connu. En particulier, grâce à cette approximation de la fibre GIA, on a pu également comprendre le mécanisme à l'origine de la fuite de la puissance contenue dans le MCF vers les modes de gaine. À l'aide des paramètres modaux de la FCP, calculés avec un logiciel utilisant la méthode des différences finies, nous avons montré qu'à quelques différences près, la FCP se comporte en transmission comme la fibre GIA.

Par la suite, il a été démontré que, qualitativement, les résultats de nos simulations étaient en accord avec nos mesures expérimentales. Dans les deux cas, la puissance initialement entièrement confinée dans le MCF fuit graduellement vers les modes de gaine à de faibles valeurs d'ITR, ce qui fait apparaître de légères oscillations sur le signal de transmission. Éventuellement, cette puissance chute abruptement et retourne partiellement dans le MCF. Cependant, nous avons souligné que certaines divergences quantitatives existaient entre nos résultats théoriques et expérimentaux.

Notre modèle possède plusieurs avantages par rapport à ceux développés auparavant. Il nous permet de savoir explicitement quels modes sont impliqués dans les fuites de puissance hors du MCF. En outre, grâce au mécanisme responsable des échanges de puissance entre les modes explicité dans notre modèle, on comprend bien le com-

portement de la transmission après la chute abrupte de puissance hors du MCF. Ceci est uniquement possible en raison du fait qu'il tient compte de la couche infinie d'air entourant la fibre effilée dépourvue de son revêtement protecteur lors de la procédure d'étirage.

Par contre, malgré ses avantages, ce modèle comporte aussi des lacunes, non pas intrinsèques, mais surtout inhérentes aux méthodes utilisées pour calculer la transmission ainsi qu'au logiciel nous permettant de déterminer les paramètres modaux. Certaines pourraient être éliminées en apportant des améliorations à ce logiciel. Par exemple, s'il pouvait nous donner la possibilité de faire les calculs des paramètres modaux seulement sur une section de 60 degrés du profil d'indice, on pourrait conserver la symétrie de révolution d'ordre 6, même en utilisant un faible nombre de points. De plus, il serait possible de modifier le logiciel de façon à ce qu'on puisse définir plus précisément le réseau de trous de la FCP.

Par ailleurs, nous avons utilisé un ordinateur de bureau ordinaire pour trouver les valeurs des paramètres modaux. Or, comme plusieurs erreurs relatives aux paramètres modaux proviennent du faible nombre de points utilisés pour caractériser le profil d'indice, il aurait été possible de corriger ces erreurs en prenant un plus grand nombre de points et en utilisant un ordinateur plus performant afin de conserver une durée totale de calcul acceptable.

En principe, il serait aussi possible de corriger le facteur d'erreur expérimental dû à l'incertitude que nous avons quant à la forme des trous le long de l'axe longitudinal de notre FCP effilée. Pour ce faire, il faudrait d'abord développer un dispositif qui permettrait de vérifier les possibles variations du diamètre  $d$  et du pas  $\Lambda$  des trous dues à l'effondrement. Un appareil de ce type existe déjà et a été mis au point par un groupe de chercheurs [Kuhlmey *et al.* 2006]. Ensuite, il faudrait, pour toutes les valeurs d'ITR requises par le profil longitudinal de notre fibre effilée, calculer les valeurs des paramètres modaux et ce, en changeant au besoin le profil d'indice au besoin pour tenir compte de l'effondrement des trous à certains endroits. Ceci, il

faut l'admettre, serait un travail très long et fastidieux. Finalement, on n'aurait plus qu'à utiliser ces valeurs pour trouver la transmission de la fibre effilée à l'aide de la méthode des équations couplées.

Toutefois, la plus grande limite de notre méthode de calcul vient justement des équations couplées utilisées pour déterminer la transmission. En effet, pour avoir une transmission correspondant exactement à celle obtenue expérimentalement, il faudrait tenir compte de tous les modes de gaine vers lesquels la puissance du MCF peut se coupler. Or, ces modes sont extrêmement nombreux en raison de la largeur de la gaine de verre de la FCP. Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.5.1, le temps nécessaire pour compléter les calculs augmente avec le nombre de modes considérés. Cependant, encore une fois en principe, il serait possible de remédier à ce problème en utilisant un ordinateur plus puissant pour faire les calculs.

# Bibliographie

- BIRKS, T. A., KNIGHT, J. C. & RUSSELL, P. ST. J., Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, **22** (1997).
- BIRKS, T. A. & LI, Y. W., The shape of fiber tapers. *J. Lightwave Technol.*, **10** (1992).
- BIRKS, T. A., ROBERTS, P. J., RUSSELL, P. ST. J., ATKIN, D. M. *et al.*, Full 2-d photonic bandgaps in silica/air structures. *Electron. Lett.*, **31** (1995).
- BLACK, R. J., GONTHIER, F., LACROIX, S., LAPIERRE, J. *et al.*, Tapered fibers : an overview. *Proceedings SPIE'87, Symposium on Fiber Optics and Optoelectronics*, **839** (1987).
- BOURLIAGUET, B., PARÉ, C., ÉMOND, F., CROTEAU, A. *et al.*, Microstructured fiber splicing. *Opt. Express*, **11** (2003).
- BURES, J., *Technologie de l'optique guidée*, École Polytechnique de Montréal (2001).
- CASSIDY, D. T., JOHNSON, D.C & HILL, K.O, Wavelength-dependent transmission of monomode optical fibre tapers. *Appl. Opt.*, **24** (1985).
- CHANDALIA, J. K., EGGLETON, B. J., WINDELER, R. S., KOSINSKI, S. G. *et al.*, Adiabatic coupling in tapered air-silica microstructured optical fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13** (2001).

- CREGAN, R. F., MANGAN, B. J., KNIGHT, J. C., BIRKS, T. A. *et al.*, Single-mode photonic bandgap guidance of light in air. *Science*, **285** (1999).
- EGGLETON, B. J., KERBAGE, C., WESTBROOK, P. S., WINDELER, R. S. *et al.*, Microstructured optical fiber devices. *Opt. Express*, **13** (2001).
- EGGLETON, B. J., WESTBROOK, P. S., WHITE, C. A., KERBAGE, C. *et al.*, Cladding-mode-resonances in air-silica microstructure optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, **18** (2000).
- KAISER, P. V. & ASTLE, H. W., Low-loss single-material fibers made from pure fused silica. *The Bell System Technical Journal*, **53** (1974).
- KAWAKAMI, S. & NISHIDA, S., Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding. *IEEE J. Quant. Electron.*, **10** (1974).
- KENNY, R. P., BIRKS, T. A. & OAKLEY, K. P., Control of optical fibre taper shape. *Electron. Lett.*, **27** (1991).
- KNIGHT, J. C., ARRIAGA, J., BIRKS, T. A., ORTIGOSA-BLANCH, A. *et al.*, Anomalous dispersion in photonic crystal fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12** (2000).
- KNIGHT, J. C., BIRKS, T. A., RUSSEL, P. ST. J. & ATKIN, D. M., All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, **21** (1996).
- KOSHIBA, M. & SAITOH, K., Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers. *Opt. Lett.*, **29** (2004).
- KUHLMEY, B. T., NGUYEN, H. C., STEEL, M. J. & EGGLETON, B. J., Confinement loss in adiabatic photonic crystal fiber tapers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23** (2006).

- LACROIX, S., BOURBONNAIS, R., GONTHIER, F. & BURES, J., Tapered monomode optical fibers : understanding large power transfer. *Appl. Opt.*, **25** (1986a).
- LACROIX, S., GONTHIER, F., BOURBONNAIS, R., BLACK, R. J. *et al.*, Abruptly tapered fibers. *ECOC'86 (Barcelone)*, **I** (1986b).
- LAFHAMME, S., LACROIX, S., BURES, J. & DAXHELET, X., Understanding power leakage in tapered solid core microstructured fibers. *Opt. Express*, **15**(2) (2007).
- LIU, X., XU, C., KNOX, W. H., CHANDALIA, J. K. *et al.*, Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber. *Opt. Lett.*, **26** (2001).
- LOVE, J. D., HENRY, W. M., STEWART, W. J., BLACK, R. J. *et al.*, Tapered single-mode fibres and devices, part 1 : Adiabaticity criteria. *IEE Proc-J*, **138** (1991).
- MÄGI, E.C, STEINVURZEL, P. & EGGLETON, B.J., Transverse characterization of tapered photonic crystal fibers. *J. Appl. Phys.*, **96** (2004).
- MANGAN, B. J., ARRIAGA, J., BIRKS, T. & RUSSELL, P. ST. J., Fundamental-mode cutoff in a photonic crystal fiber with a depressed-index core. *Opt. Lett.*, **26** (2001).
- NGUYEN, H. C., KUHLMAY, B. T., MÄGI, E. C., STEEL, M. J. *et al.*, Tapered photonic crystal fibres: properties, characterisation and applications. *Appl. Phys. B*, **81** (2005).
- SNYDER, A. W. & LOVE, J. D., *Optical waveguide theory*, Chapman and Hall (1983).
- TOWN, G. E. & LIZIER, J. T., Tapered holey fibers for spot-size and numerical-aperture conversion. *Opt. Lett.*, **26** (2001).



# **Annexe A**

## **Publication**

# Understanding power leakage in tapered solid core microstructured fibers

S. Laflamme, S. Lacroix, J. Bures, and X. Daxhelet

*Centre Optique, Photonique et Laser, Laboratoire des Fibres Optiques,  
Engineering Physics Department, École Polytechnique de Montréal,  
P.O. Box 6079 st. Centre-ville, Montréal, Québec H3C 3A7, Canada  
[simon.laflamme@polymtl.ca](mailto:simon.laflamme@polymtl.ca)*

**Abstract:** The cause of fundamental core-mode leakage in a tapered photonic crystal fiber is examined in terms of modal coupling from the core-mode to the ring modes. Experimental data are compared to predictions. The main features of the transmission are convincingly explained by the proposed model.

© 2007 Optical Society of America

**OCIS codes:** (060.0060) Fiber optics and optical communications; (060.2310) Fiber Optics.

---

## References

1. P. V. Kaiser and H.W. Astle, "Low-loss single-material fibers made from pure fused silica," *The Bell System Technical Journal*, **53**, 1021–1039 (1974).
  2. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* **21**, 1547–1549 (1996).
  3. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, "Microstructured optical fiber devices," *Opt. Express* **9**, 698–713 (2001) <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?id=66901>.
  4. H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmei, E. C. Mägi, M. J. Steel, P. Domachuk, C. L. Smith, and B. J. Eggleton "Tapered photonic crystal fibres: properties, characterisation and applications," *Appl. Phys. B* **81**, 377–387 (2005).
  5. J. K. Chandalia, B. J. Eggleton, R. S. Windeler, S. G. Kosinski, X. Liu, and C. Xu, "Adiabatic coupling in tapered air-silica microstructured optical fiber," *IEEE Photon. Tech. Lett.* **13**, 52–54 (2001).
  6. G. E. Town and J. T. Lizier, "Tapered holey fibers for spot-size and numerical-aperture conversion," *Opt. Lett.* **26**, 1042–1044 (2001).
  7. H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmei, M. J. Steel, C. L. Smith, E. C. Mägi, R. C. McPhedran, and B. J. Eggleton, "Leakage of the fundamental mode in photonic crystal fiber tapers," *Opt. Lett.* **30**, 1123–1125 (2005).
  8. B. T. Kuhlmei, H. C. Nguyen, M. J. Steel, and B. J. Eggleton, "Confinement loss in adiabatic photonic crystal fiber tapers," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1965–1974 (2006).
  9. M. Koshiba and K. Saitoh, "Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers," *Opt. Lett.* **29**, 1739–1741 (2004).
  10. A. W. Snyder and J. D. Love, "Optical waveguide theory," (Chapman and Hall, London, 1983).
  11. A. C. Boucouvalas and G. Georgiou, "Biconical taper coaxial optical couplers," *Electron. Lett.* **21**, 864–865 (1985).
  12. S. Kawakami and S. Nishida, "Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding," *IEEE J. Quantum Electron.* **10**, 879–887 (1974).
  13. J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria," *IEE Proc-J* **138**, 343–357 (1991).
  14. D. T. Cassidy, D. C. Johnson, and K. O. Hill, "Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers," *Appl. Opt.* **24**, 945–950 (1985).
  15. S. Lacroix, R. Bourbonnais, F. Gonthier, and J. Bures, "Tapered monomode optical fibers: understanding large power transfer," *Appl. Opt.* **25**, 4421–4425 (1986).
- 

## 1. Introduction

The potential of microstructured Optical Fibers (MOFs) was first investigated more than three decades ago [1]. Then, following the successful fabrication of the photonic crystal fiber (PCF)

[2], a wide range of MOFs with different configurations, sizes and shapes of holes have been designed. Light guidance is provided either by a total internal reflection (TIR) or by a photonic bandgap effect. MOFs guiding by the TIR effect consist of a solid core, usually silica, the holes of the surrounding layer resulting in an average lower index cladding. These fibers have proven useful as a platform for building a range of novel devices [3]. However, the fuse and tapering technology, which is extensively used to manufacture components from standard two-layer fibers, appeared to be inadequate in the case of MOFs. It was indeed observed that, while tapering, the power leaked from the fundamental core mode (FCM) even for gentle slopes such as those used to manufacture fibre couplers [4, 7]. In these articles, the leakage was qualitatively explained by the coupling of the FCM with high index ring modes. However, the exact mechanism behind the coupling and also the identity of the high index ring modes involved was not specified. Up to now, tapering MOFs has been mainly used to precisely tailor the fiber properties, such as the mode field diameter [5, 6].

The power leakage was later explained more in details in terms of the FCM cutoff using a model which has been extensively developed in a recent article [8]. According to this model, the leakage would be due to the coupling of the FCM with the continuum of radiation modes of an infinite extent outer silica layer. Although this model correctly predicts the critical wavelength  $\lambda_c$  beyond which a significant amount of power is lost by the FCM, it fails to explain the oscillations which are observed in the tapered fiber transmission, in particular at wavelengths longer than  $\lambda_c$ . This is due to the fact that this model does not take into account the limited extent of the fiber cladding, which is known to play an essential role in the behavior of tapered standard fiber. In this paper, we provide a more detailed description of the FCM power leakage of a tapered PCF, taking into account that the tapered region is stripped of the protective jacket and immersed in the air.

In the following section, we first introduce, for the sake of simplicity, an equivalent depressed inner-cladding (DIC) fiber to approximate the PCF index profile and explain the leakage phenomenon in terms of power splitting between modes through coupling phenomena. Section 3 presents a calculation of the modal effective indices and adiabaticity criteria of the microstructured fiber under test, using a finite difference method. In Section 4, we show an example transmission of a tapered PCF calculated by using the coupled equations formalism. Section 5 presents experimental results regarding the tapering of a real PCF with a geometry and an index profile close to the ones used in the simulations. Finally, in the last section, we discuss the differences between the simulated and experimental results.

## 2. The DIC approximation

A Depressed Inner Cladding (DIC) fiber model is used to represent our PCF. Being inherently a circular fiber, this ideal fiber is not expected to predict all the PCF properties, but it gives useful insight before more accurate but also more lengthy calculations are done [9]. Fig. 1(a) shows the actual PCF used in our experiments and Fig. 1(b) the equivalent DIC index profile used as an approximation. The core radius has been chosen to be  $\Lambda/\sqrt{3} = 2.3 \mu\text{m}$  according to Ref. 9; the inner and outer cladding radii are  $29.1 \mu\text{m}$  and  $62.5 \mu\text{m}$  respectively, as shown in Fig. 1(b). The core, being of silica is assumed to have a refractive index value  $n_{co} = 1.444$  at  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ . The equivalent inner cladding index value,  $n_{ic}$ , is not easy to determine in our case as it depends on the mode field confinement, due to the non uniformity of the holes of the actual fiber (see Fig. 1(a)). The holes radii  $d$  vary from  $0.9 \mu\text{m}$  (for the first hole layer close to the core) to  $1.1 \mu\text{m}$  (close to the outer cladding). Assuming all the holes identical to the smallest ones, one would obtain  $n_{ic} = 1.372$ , whereas assuming they are identical to the largest ones would lead to a value  $n_{ic} = 1.338$ . On the other hand, the exact value used for calculation is not of crucial importance as we only expect from the DIC fiber model a qualitative prediction

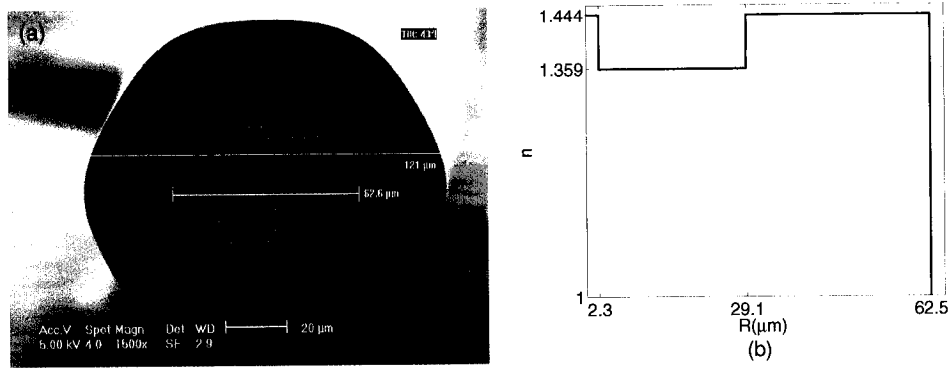


Figure 1. (a) SEM photograph of the Photonic Crystal Fiber (PCF) used in our experiments. The largest dimension of the fiber is measured to be 121  $\mu\text{m}$ ; (b) Index profile of the equivalent Depressed Inner Cladding (DIC) fiber used for calculations.

of the actual fiber behavior. An intermediate  $n_{ic} = 1.359$  was chosen.

Strictly speaking, this type of fiber is not a single-mode structure. It is sometimes referred to as a coaxial coupler [11]. In our case the external medium is the air and the structure as a whole guides supermodes [12]. The supermodes of circular symmetry are labeled  $LP_{0m}$  according to the number of radial nodes.

Fig. 2(a) is a plot of the effective indices of these  $LP_{0m}$  supermodes as functions of the Inverse Taper Ratio, defined to be  $ITR = \rho/\rho_0$ , where  $\rho$  and  $\rho_0$  stand respectively for the fiber current and initial radii. Also plotted in this graph is the effective index of the  $LP_{01}$  fundamental core-mode (FCM) of a two-layer fiber having its core radius and index identical to those of the DIC fiber and an infinite single cladding of index  $n_{ic}$ . As seen from this graph, when one excites this core-mode of an untapered fiber, i.e., for  $ITR = 1$ , one actually mainly excites the  $LP_{09}$  supermode, which shape and propagation constant coincide with the two-layer fiber  $LP_{01}$  FCM for  $ITR$  values ranging from 1 to  $\approx 0.53$ . This graph may alternatively be viewed as the crossing of the effective indices of the ring structure with that of the FCM of the two-layer fiber. The presence of the core perturbs the ring modes and lifts the degeneracy, which results in turn in anticrossing instead of crossing of the modal effective indices.

When the fiber is tapered, the FCM remains  $LP_{09}$  until the first coupling region  $LP_{08}$ - $LP_{09}$  is attained for  $ITR \approx 0.53$ . The two modal effective indices are almost identical, making the supermodes almost degenerate for this particular value of the ITR-parameter. In other words, the coupling is so strong that the core-mode evolves as if there was no outer cladding ring and its effective index follows that of the two-layer fiber. In terms of supermodes, the so-called FCM is then labeled  $LP_{08}$ .

Tapering further the fiber makes it experience similar situations whenever anticrossing of the modal indices are encountered. However, as seen in Fig. 2(a), the gap between adjacent modal effective indices in the coupling regions becomes larger and larger as the ITR decreases. This may be viewed as the consequence of the FCM spreading toward the outer cladding region. To give a more quantitative description of these coupling effects, we calculated the normalized coupling coefficients  $\bar{C}_{j\ell}$  between the  $LP_{0j}$  and  $LP_{0\ell}$  modes

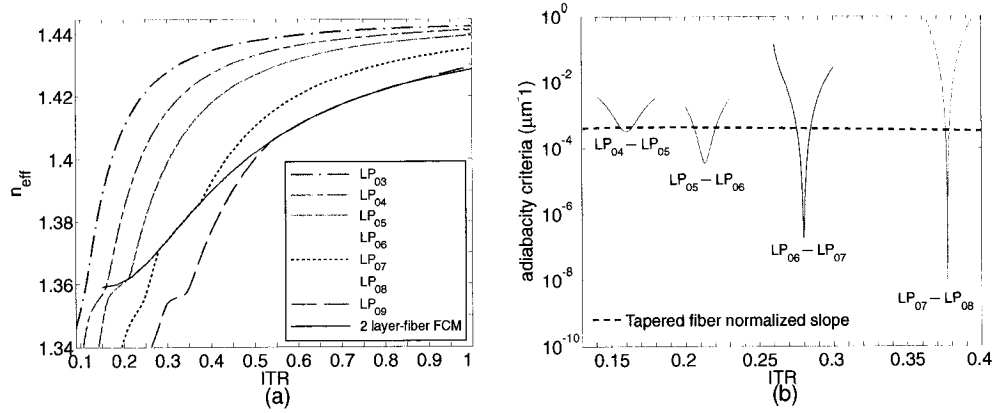


Figure 2. (a) Effective indices  $n_{\text{eff}}$  and (b) adiabaticity criteria versus ITR for the DIC fiber profile shown in Fig. 1.(b). The calculations were made at  $\lambda = 1550\text{nm}$  in the scalar approximation [10] using a finite difference scheme.

$$\bar{C}_{j\ell} = \frac{k^2}{2|\beta_j\beta_\ell|^{1/2}(\beta_j - \beta_\ell)} \int_{A_\infty} \left( \frac{\partial n^2}{\partial x} x + \frac{\partial n^2}{\partial y} y \right) \hat{\phi}_j^* \hat{\phi}_\ell dA \quad (1)$$

where  $\beta_j$  and  $\beta_\ell$  are the propagation constants of the modes with  $\hat{\phi}_j$  and  $\hat{\phi}_\ell$  their respective normalized fields. Only  $\text{LP}_{0\ell}$  modes having the same circular symmetry as the core-mode may be involved in the coupling process and only adjacent modes can efficiently couple ( $\ell = j + 1$ ). The coupling coefficient  $C_{j\ell}$  is equal to the normalized coupling coefficient multiplied by the normalized slope :

$$C_{j\ell} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \bar{C}_{j\ell}. \quad (2)$$

The corresponding weak power transfer adiabaticity criteria is respected whenever [13]

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \ll \frac{\beta_j - \beta_\ell}{\bar{C}_{j\ell}}. \quad (3)$$

The delineation curves for the relevant pairs of modes, i.e., the value of  $\frac{\beta_j - \beta_\ell}{\bar{C}_{j\ell}}$  as functions of ITR are plotted in Fig. 2(b). As expected from the anticrossing regions of the effective index curves of Fig. 2(a), the resonant coupling phenomena are less and less effective as ITR decreases. In Fig. 2(b) is also represented the normalized slope of a typical tapered PCF fabricated in our lab. The situation for the three-layer DIC fiber is similar to that of a two-layer fiber as long as the FCM does not expand into the outer cladding: although changing its label (from 09 to 08, then to 07...), the FCM evolves ignoring the ring structure. For ITR values smaller than 0.3, it clearly can no longer be the case and transfer of power to the ring is unavoidable. In terms of supermodes, the transfer of power from  $\text{LP}_{0j}$  to  $\text{LP}_{0j-1}$  is no longer complete: part of the power is still transferred to  $\text{LP}_{0j-1}$  but part of it may still be guided by  $\text{LP}_{0j}$ . This phenomenon has been known for a while and, from a practical viewpoint, prevents the fabrication

of fused-tapered couplers from the DIC fibers, as the adiabaticity criterion is difficult to obey in this case [13].

In short, and quite paradoxically, a tapered DIC fiber preserves the FCM shape as long as complete transfer of power is possible from the  $LP_{0j}$  to the  $LP_{0j-1}$  mode, i.e., as long as the FCM is confined in the core and can “ignore” the presence of the ring. But for smaller ITR values, due to the largely multimode outer cladding with a raised index able to trap the power, the power may leak to the ring modes.

### 3. Modal analysis of the PCF

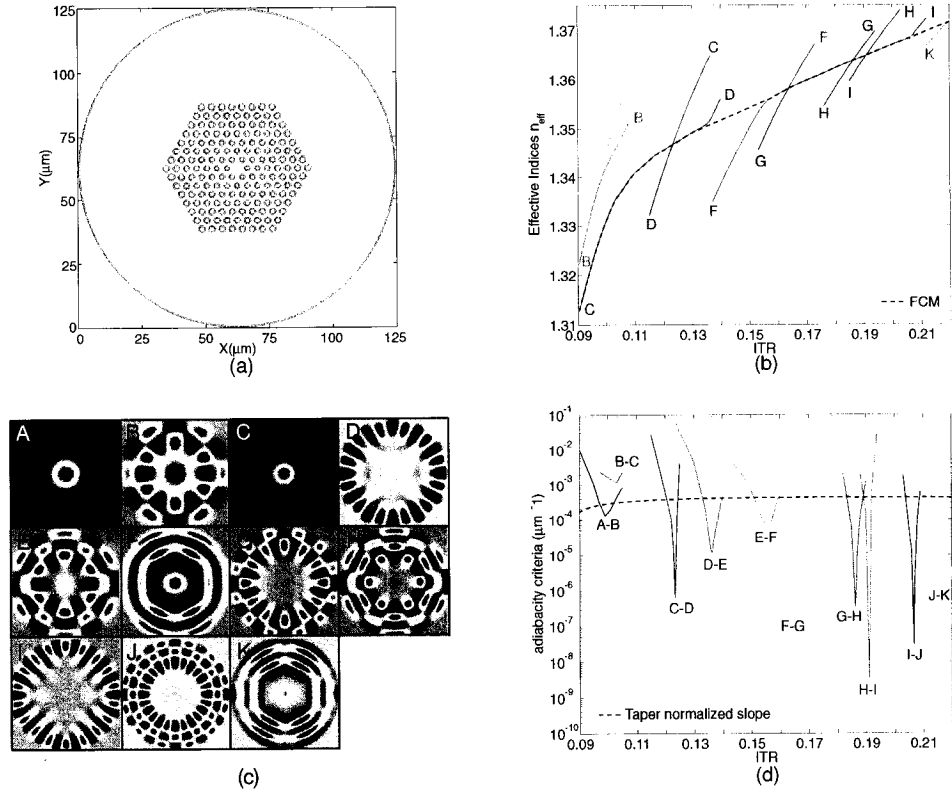


Figure 3. Photonic Crystal Fiber modal parameters: (a) index profile of the fiber used for calculation; (b) effective indices  $n_{eff}$  as function of the ITR parameter; (c) modal field profiles; (d) adiabaticity criterion delineation curves as functions of the ITR parameter. The calculations used a finite difference scheme and were made at  $\lambda = 1550$  nm.

The PCF used in our experiments (see Fig. 1(a)) has a 6-fold symmetry. The fiber profile used for the calculations is shown in Fig. 3(a). It represents the actual Fig. 1(a) fiber with its 7 layers of holes with a diameter varying linearly from  $1.8 \mu\text{m}$  to  $2.2 \mu\text{m}$ , from center to periphery. Holes are separated by a constant pitch  $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ . The external fiber contour was assumed to be circular with a diameter of  $121 \mu\text{m}$ , the largest dimension of the fiber. The core-mode, having also the 6-fold symmetry, can only couple with modes having a  $6n$ -fold symmetry (6, 12, 18, ...). The effective indices  $n_{eff}$  of the modes of interest and the delineation adiabaticity

criteria were calculated as functions of ITR, using again a finite difference method, in the scalar approximation. Calculations were restricted to modes having not only the relevant symmetry but also the value of their effective index  $n_{\text{eff}}$  close to that of the FCM of the two-layer fiber. In addition, only ITR values ranging from 0.09 to 0.22 were considered. For ITR values higher than 0.22, the FCM power leakage is very small because the narrowness and deepness of the adiabaticity criteria peaks prevent any significant transfer of power to the cladding modes. Also, at  $\text{ITR} = 0.09$ , all the features responsible for the FCM major power drops have already been attained and from our perspective, further investigations at lower ITR values do not justify any additional calculation time. Figs. 3(b) and (d) show the corresponding curves. Supermodes are identified by capital letters and Fig. 3(c) shows their field amplitude distribution represented at their lowest ITR value shown in Fig. 3(b). In Fig. 3(b), mode K at  $\text{ITR} = 0.22$  is the FCM. For lower ITR values, the FCM label changes but its effective index can be traced down to  $\text{ITR} = 0.09$  by following the dotted line. Fig. 3(d) shows the adiabaticity criterion delineation curves corresponding to adjacent pairs of modes. As in Fig. 2(b) the normalized slope of a typical tapered fiber is represented for reference. All calculations were made at  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

The situation, although more complex, is clearly similar to that of the DIC fiber. The complexity comes from the 6-fold symmetry of the fiber and thus of the FCM, which allows it to couple with a number of modes which are not permitted in the case of circular symmetry. As in the circular case, during tapering, the FCM is expected to transit through the anticrossing regions of Fig. 3(b) without significant leakage provided the corresponding dips in Fig. 3(d) are sufficiently deep, as is the case for J-K, I-J, H-I, G-H, and F-G pairs. The situation for the E-F pair is radically different as the peak is larger and more shallow : leakage is therefore expected around an ITR value of 0.155. This partial power transfer could also have been predicted from the significant gap between the E and F curves in Fig. 3(b). Moreover, if some power is transferred to the E-mode and the fiber further tapered, the same phenomenon is expected to occur at  $\text{ITR} \approx 0.136$ , resulting in a power splitting between the D and E modes, and thus in additional leakage.

As the ITR decreases, the power initially concentrated in the core is transferred to the ring. Once several modes are excited, mode beating is expected to produce oscillatory responses as functions of elongation and wavelength because tapered fibers may be viewed as modal interferometers [14, 15].

#### 4. Calculation of the PCF taper transmission

By using the modal parameters of Figs. 3(b) and (d), we calculated the transmission of a taper made with a PCF having the index profile of Fig. 3(a), using the coupled equations formalism [10]. However, as one coupled equation must be added for each additional mode considered, a problem involving many modes can become very demanding in terms of calculation time. Therefore, we carefully selected the most relevant modes and considered only them in our calculation.

In Fig. 3(d), we can see that the peaks associated to the I-J and H-I pairs of modes are somewhat deeper and narrower than the others. Consequently, it is reasonable to assume that the power leakage at these peaks is smaller than at the other wider and shallower ones. Taking this in consideration, we decided to neglect the power leakage at the I-J and H-I anticrossing points and merge all these three modes H, I and J into one fictitious mode “L” able to transfer power with the K- and with the G-modes in the same manner as the J- and H-modes, respectively.

In a further simplification, we only considered coupling of adjacent modes along the FCM effective index curve of Fig. 3(b). For example, the equation for mode F is

$$\frac{dA_F}{dz} = \frac{2\pi i}{\lambda} (n_{\text{eff}})_F A_F + C_{FG} A_G - C_{FE} A_E \quad (4)$$

where  $A_E$ ,  $A_F$  and  $A_G$  represent the modal amplitudes of the E, F and G modes, respectively. We therefore neglect possible coupling between ring modes, e.g. from the F-mode to higher order modes which, in our case, could occur for ITR values smaller than 0.16. This effect drains the power to ring modes with very little chance of recovery in the FCM.

Calculations of the modal effective indices, coupling coefficients and adiabaticity criteria have been made for a limited range of ITR. As mentioned before, the adiabaticity criteria peaks calculated at  $\lambda = 1550\text{nm}$ , are extremely deep and narrow for ITR values higher than 0.22 and consequently prevent any significant power leakage from the FCM. This value has however to be adjusted according to the wavelength of operation. For the upper value of the wavelength range of interest (1250 – 1650nm), one has to increase the ITR value to 0.24.

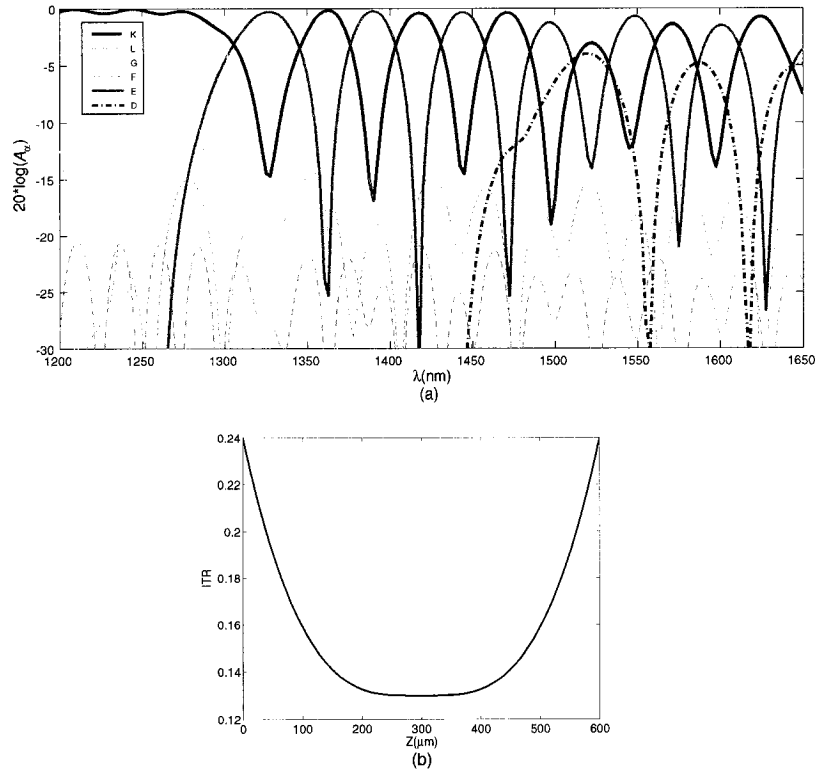


Figure 4. (a) Transmission for the K, “L”, G, F, E and D modes calculated using the coupled equations formalism after propagation through the taper whose longitudinal profile is shown in (b).

The solution of the coupled mode equation system, restricted to modes K, “L”, G, F, E and D, is presented as a function of wavelength in Fig. 4(a) for a tapered fiber profile shown in Fig. 4(b). Fig. 4(a) shows the power distribution between the modes at the exit of the tapered PCF. At the entrance and exit of the tapered fiber, the FCM being the K-mode, the tapered fiber transmission is that of the K-mode. At a wavelength slightly longer than  $\lambda \approx 1300\text{nm}$ , the FCM transmission



suddenly drops to about -15 dB from the initial  $\approx 0$  dB value. It is clearly seen to come from the occurrence of splitting the power with the E-mode resulting in large amplitude sinusoidal oscillations in the FCM-transmission at longer wavelengths. Although with a smaller extent, another relatively large power transfer also occurs with the D-mode, visible from  $\lambda \approx 1525$  nm and the region beyond. Other modes considered for this calculation, namely the L-, G-, and F-modes, play an almost negligible role. Only the G-mode influence appears with small amplitude oscillations at wavelengths smaller than  $\lambda \approx 1300$  nm. This remark retrospectively justifies the approximation which consisted of neglecting the I-J and H-I coupling effects.

## 5. Experimental results

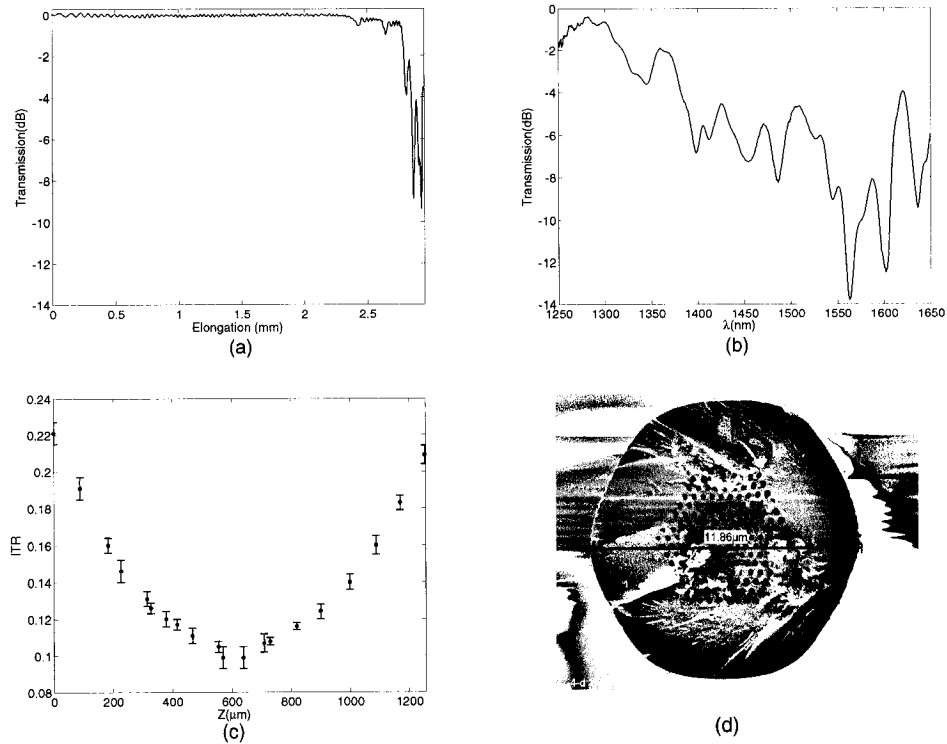


Figure 5. (a) Transmission of a taper made from the PCF shown on Fig. 1(a) versus elongation at 1550 nm; (b) Transmission versus  $\lambda$  after the completion of the stretching process of that same taper; (c) Longitudinal profile and (d) the cleaved endface at the waist of the taper in (b).

The experiment consisted in tapering the fiber shown in Fig. 1(a). This fiber was designed so that its FCM is matched to that of a standard telecommunication fiber at wavelength  $\lambda = 1550$  nm. This allowed us to splice a strand of this PCF in between two strands of standard single-mode fiber without significant loss. It was connected at the entrance to a laser/wideband source and at the exit to a photodetector/OSA. This strategy, apart from saving PCF helps prevent undesirable collapse of the holes during the tapering process.

Fig. 5(a) shows the transmission of a taper as a function of elongation, using a laser of wavelength  $\lambda = 1550$  nm as a source. The essential feature to observe is that the power trans-

mission starts to drop at an elongation of  $\approx 2.4$  mm before abruptly falling for an elongation of  $\approx 2.55$  mm. (The small amplitude oscillations observed for very small elongation may be due to imperfect splicing, which would allow ring modes to beat with the core-mode.) In Fig. 5(b) is shown the same tapered fiber transmission but as a function of wavelength after completion of the stretching process. The corresponding longitudinal profile was measured and is shown in Fig. 5(c). As in Fig. 5(a), there is a dramatic fall of the transmitted power occurring for  $\lambda > 1300$  nm. As for tapered standard fibers, the wavelength response reproduces the elongation response. Several fibers were tapered using the same recipe. When we monitored the transmission as a function of wavelength during the stretching process, we observed first a nearly constant transmission with small oscillations before the abrupt fall takes place, the pattern evolving towards short wavelengths as the structure is more and more tapered.

The cleaved endface at the waist of the taper of Fig. 5(c) is shown in Fig. 5(d). The measurements were made using a SEM and showed us that the PCF holes at the waist did not experience a significant collapse.

## 6. Discussion

We observed that the transmissions of tapered PCFs as functions of elongation and wavelength exhibit the same pattern: small amplitude oscillations followed by a dramatic fall of the transmission with large amplitude oscillations. From the experimental point of view, these observations were reproducible provided the tapering recipe was the same. From the theoretical point of view, simulations were able to reproduce the main features of the experimental responses. In particular, the model, as it couples the FCM to ring modes rather than a continuum of radiation modes, is able to predict not only the abrupt drop but also the oscillatory behavior of the FCM transmission. Furthermore, the main modes involved in the coupling leakage process have been clearly identified as the E-, D- and G-modes having the transverse field distribution shown in Fig. 3(c).

However, from a quantitative viewpoint, there are some discrepancies between the experimental results and the simulation predictions. First, as the calculation neglected power coupling from the E-, D- and G-modes to higher order modes, the power loss is underestimated by our simulations and the amplitude of the oscillations following the power drop are therefore overestimated as they mainly involve two modes (K and E) of roughly equal amplitudes. Second, if one compares the longitudinal profile used for simulation to the measured one, they are quite different in terms of both slopes and waists. The profile used for simulation was chosen to roughly reproduce the onset of the power drop and the oscillation amplitudes and periods. Indeed, the experimental profile was also used to simulate its elongation and wavelength responses but the results were not satisfactorily reproducing the order of magnitude of the experimental features. This is of course due to an imperfect calculation of the coupling coefficients, which comes from both the imperfect description of the transverse profile and of the modal fields themselves. We had to make trade-off between the accurate description of the modes and the computing time. To correctly describe tiny details such as the holes of the transverse profile of Fig. 1(a), one has to reduce the finite difference grid periodicity, which in turn would prohibitively increase the computing time. Beside, even though the actual profile presents a 6-fold symmetry, the grid we used for the modal calculation inherently presents the  $x$ - and  $y$ -symmetries which tend to distort the calculated field shapes. We also observed that for a slight variation of the index profile, the calculated modal effective indices and the coupling coefficients of mode pairs vary significantly. Finally, we made several assumptions for the calculations, such as the transverse profile invariance up to a scaling ITR factor along the taper, which may not be true. Although the hole collapse the tapered fiber waist was verified to be limited in our case (compare Fig. 5(d) to Fig. 1(a)), Ref. 8 reports that  $d/\Lambda$  along the taper

can vary by as much as 38 percents. All these above mentioned imperfections in the model can possibly explain the observed discrepancies between the experiment and the simulation.

In summary, due to the imperfect description of the transverse and longitudinal profile of the tapered fiber (including  $\Lambda$  and  $d$  variations), our calculations fail to predict accurately the details of the experimental transmission. Our finite difference mode solver is also imperfect and its results should be compared to others (such as those based on finite elements or multipole methods) to evaluate its accuracy. Besides, more modes should ideally be taken into account in the resolution of the coupled mode equations, and the predicted transmission compared to a brute force method such as a BPM. However, all these verifications and improvements would require a larger investment in terms of i) geometrical characterisation tools, ii) both hardware and software computational tools, and iii) time. Despite our model imperfections, the overall behavior of the transmission is well predicted. As in the experimental responses, the power initially remains constant and later experiences slight oscillations which are followed by an abrupt fall. Ultimately, the transmitted power returns in an oscillatory manner to higher values. All these important features are satisfactorily explained by the partial transfer of power from the FCM to ring modes. As it gives physical insight of what is going on along the tapered structure regarding the transfer of power between modes, our approach is a step beyond the cutoff wavelength prediction derived in Ref. 8. In particular, our calculation points out to the possibility to recover power in the FCM such as for the tapering of standard fibers. As long as only a loss criterion is needed, the Ref. 8 approach may be sufficient but the design of devices made of tapered microstructured fibers would require to use the coupled mode approach. For practical purposes, more than an insight would then be needed and the improvements suggested above should be made.

## 7. Conclusion

In this paper, we presented an analysis of the power leakage phenomenon observed when one tapers a Photonic Crystal Fiber (PCF). We first proposed a qualitative interpretation using a equivalent Depressed Inner Cladding fiber, which highlights the role of the infinite air layer surrounding the tapered fiber. We then presented modal calculations for a more realistic index profile of the PCF using a finite difference scheme. Tapered fiber transmissions were calculated using the coupled equations formalism with a limited number of modes. Predictions from this model were then compared with experimental results. Despite the discrepancies between the two, attributed to the imperfect description of the fiber index profile, the main features of the transmission – namely the initial slight oscillations, the abrupt power drop and its partial recovery into the fundamental core-mode – are convincingly explained by our model.

## Acknowledgements

We would like to thank INO (Institut National d'Optique) for providing the fiber used for the experiments as well as the Canadian Institute for Photonic Innovations (CIPI) and the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) for their financial support.